T. XLVIII; вып. 4

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В. И. Гольданский, А. Л. Любимов и Б. В. Медведев

СОДЕРЖАНИЕ

I. Получение нейтронов высокой энергии. Их выход, угловое	
и энергетическое распределение	532
II. Основные способы регистрации нуклеонов высокой энергии	550
a) Реакции C $^{2} + X \rightarrow C^{11} + X + n$	550
б) Деление ядер тяжёлых элементов	553
в) пр-рассеяние с регистрацией протонов отдачи	556
r) Регистрация заряженных частиц высокой энергии, основан-	
ная на эффекте Черенкова	557
III. пр., пр., пd- и pd-рассеяние.	558 ⁻
а) Обзор экспериментальных ланных	558
б) Теоретические работы, посвящённые рассеянию нуклеон —	
нуклеон при высоких энергиях.	569
Питированная питература — по разлелам I — III	583
Himporannak mitepatypa – no pasdekam i – ni	000
IV. Полные ядерные сечения для нейтронов высокой энергий	
V. Упругое рассеяние нуклеонов высокой энергии	
VI. Неупругие столкновения нейтронов высокой энергии	

VII. Взаимодействие нуклеонов высокой энергии с ядрами (теоретические представления)

VIII. Взаимодействие с ядрами и поглощение нуклеонов, входящих в состав космических лучей

Цитированная литература — по разделам IV — VIII

В этой статье даётся обзор литературных данных, появившихся в печати за последние несколько лет и посвящённых рассеянию и поглощению ядерных частиц, искусственно ускоренных до энергии в несколько сот Мэв, а также входящих в состав космических лучей. Эти исследования имеют фундаментальное значение для изучения взаимодействия нуклеонов и, в конечном счёте, для выяснения природы ядерных сил. Особенно важным, с этой точки эрения, представляется изучение рассеяния нуклеон — нуклеон при высоких энергиях, уже приведшее к целому ряду интересных и неожиданных результатов, не получивших пока достаточно удовлетворительного теоретического объяснения. Опыты с искусственно ускоренными частицами высоких энергий впервые позволяют сомкнуть 532 В. и. гольданский, А. л. любимов и б. в. медведев

данные, полученные в лабораторных условиях, с результатами исследований космического излучения, также включёнными в данный обзор. Основное содержание обзора составляют вопросы получения и регистрации нейтронов высокой энергии и измерения эффективных сечений взаимодействия сверхбыстрых нуклеонов с ядрами. Приводятся также основные теоретические положения, предложенные для объяснения опытных данных.

1. ПОЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ, ИХ ВЫХОД, УГЛОВОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ

При бомбардировке различных мишеней ускоренными до энергии порядка 100 *Мэв* дейтеронами или протонами образуются направленные преимущественно вперёд нейтроны высокой энергии. В случае бомбардировки дейтеронами источником образования таких нейтронов служит, главным образом, реакция «срыва» (stripping), при которой один из двух составляющих дейтерон нуклеонов, касаясь края ядра мишени, захватывается, а второй пролетает мимо. Таким образом возникают равные по интенсивности пучки протонов и нейтронов, но протоны заворачиваются магнитным полем фазотрона внутрь установки, а нейтроны продолжают двигаться вперёд, распределяясь определённым образом по углам вблизи направления касательной к орбите дейтеронов в точке расположения мишени. Теоретическое рассмотрение реакции «срыва»^{1,2} привело к определённым предположениям относительно сечения «срыва», а также углового и энергетического распределения получаемых нейтронов.

Сечение «срыва» $\sigma_c = \frac{\pi}{2} RR_d$, где R – радиус ядра-мишени, а $R_d = \frac{\hbar}{2 \sqrt{M^2}} = 2,1 \cdot 10^{-13} c_M$ – радиус дейтерона (с = 2,18 *Мэв* – энергия связи дейтерона). При $R = 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3} c_M$, очевидно, $\sigma_c = 5 \cdot 10^{-26} A^{1/3} c_M^2$, так что сечения срыва меняются от самых лёгких до самых тяжёлых мишеней добольно слабо, всего в 3 раза.

Другим источником образования сверхбыстрых нейтронов при бомбардировке разных ядер дейтеронами высокой энергии является реакция расщепления дейтеронов кулоновским полем ядра. Теоретическое рассмотрение этого процесса привело к выводу, что его сечение для дейтеронов с энергией 200 *Мэв* составляет $^{2,3}2 \cdot 10^{-29} Z^2 c M^3$, а для самых тяжёлых ядер — около 1,35 · $10^{-29} Z^2 c M^2$. Таким образом, даже для самых тяжёлых ядер. сечение этого процесса не превышает $35^0/_0$ от сечения реакции срыва, для лёгких же ядер доля расщепления дейтеронов кулоновским полем ядра в образовании нейтронов высокой энергии совсем мала.

Расчёт углового и энергетического распределения нейтронов срыва проводился в двух крайних предположениях: $R \ll R_d$ (прозрачная модель ядра) и $R \gg R_d$ (непрозрачная модель ядра). Для оценки применимости полученных результатов существенно то обстоятельство, что оба метода расчёта привели к близким результатам. Полуширина нейтронного пучка (т. е. ширина между точками с интенсивностями, равными половине максимальной) равна 1,5330

при расчётах для прозрачной и 1,601 0₀ — для непрозрачной модели, где

Если учесть ещё влияние кулоновского отталкивания и многократного рассеяния нуклеонов в ядре (первое обстоятельство вносит пропорциополуширины нальность Z^{3}/R^{3} или $Z^{2}/A^{3}/_{3}$, второе обстоятельство — пропорциональность ρ/A , где. о — плотность мишени), получаются большие величины полуширины пучка, причем тем большие, лёгких ядер кулоновское поле заметно сильнее влияет на увеличение полуширины, чем многократ-



чем тяжелее ядро мишени. При этом для более от реакции срыва на Ве- и U-мишенях для лёгких ядер кулоновское дейтеронов с энергией 190 *Мэв* (теория и поле заметно сильнее влияет на увеличение полу-

ное рассеяние, в случае же тяжёлых ядер оба эти эффекта практически равносильны (действие кулоновского поля обусловливает в случае Ве 90°/₀, в случае U — 60°/₀ общего увеличения полуширины по сравнению с простым расчётом). На рис. 1 приводится теоретическое угловое распределение нейтронов от реакции срыва для Ве- и U-мишеней. На рис. 2 даётся зависимость полуширины нейтронного пучка от атомного номера ми цени. Для, прозрачной и непрозрачной моделей ядра. При E_d = 190 *М* в полуширина нейтронного лучка меняется, от 0,16 — 0,17 радиана. (Ве), до 0,21 — 0,22 радиана (U), Расчёт углового распределения нейтронов производился и для случая расщепления дейтеронов в кулоновском поле ядер мишени. Результаты такого расчёта для урановой мишени и 185-*Мэв*



534

дейтеронов даны на рис. 3. И при таком механизме образования нейтронов наблюдается резкая направленность их вперёд. Энергетическое распределение нейтронов и протонов, получаю-щихся при срыве, должно, согласно теории, быть симметричным относительно $E_d/2$. При этом надо, конечно, учесть, что при про-хождении через мишень дейтероны теряют часть энергии на ионизацию.

При прохождении 200-*Мэв* дейтеронов через слой Ве толщиной в 1,25 см энергия дейтеронов падает до ~175 *Мэв*, так что сред-няя энергия получающихся при этом нейтронов равна 90—95 *Мэв*. На рис. 4 приведено энергетическое распределение нейтронов срыва





от 190-Мэв дейтеронов для прозрачной и непрозрачной моделей. В первом случае функция распределения нейтронов по энергиям имеет вид

$$V(E) = \frac{\left(\epsilon_{\rm d}E_{\rm d}\right)^{1/\epsilon}}{\left[\left(E - \frac{1}{2}E_{\rm d}\right)^2 + \epsilon_{\rm d}E_{\rm d}\right]}$$

во втором случае

. . .

$$N(E) = \frac{\varepsilon_{\rm d} E_{\rm d}}{\pi \left[\left(E - \frac{1}{2} E_{\rm d} \right)^2 + \varepsilon_{\rm d} E_{\rm d} \right]^{3/2}}$$

Полуширина пучка по энергиям получается отсюда равной: для прозрачной модели ядра — 2 $\sqrt{\epsilon_d E_d}$, для непрозрачной модели — 1,533 $\sqrt{\epsilon_d E_d}$, т. е. (при $E_d = 190 M_{98}$) 41 Мэв и 31 Мэв соответственно. Таким образом, энергия основной части нейтронов срыва близка к величине $E_d/2$. Обе формулы, конечно, неприменимы при $E > E_d$.

При образовании нейтронов в результате расщепления дейтеронов в кулоновском поле ядер теория³ предсказывает энергетический спектр иного вида — с двумя максимумами, расположенными при $E_n = 75$ Мэв, и 125 Мэв, если энергия дейтеронов 200 Мэв. На рис. 5 показан такой теоретический спектр для расщепления дейтеронов с энергией 185 Мэв



Рис. 5. Теоретический спектр нейтронов от расщепления дейтеронов энергией 185 *Мэв* в кулоновом поле ядер урана.

метода было установлено, что в центре нейтронного пучка полный поток нейтронов с энергией более 66 Мэв на расстоянии 15,9 м от мишени равнялся 10⁶ нейтронов/см² сек.

Исходя из теоретического углового распределения и указанной величины потока, авторы⁴ определили полный выход нейтронов из мишени равным 2.10⁴¹ [нейтронов/*сек*, что соответствует образованию примерно одного нейтрона на 30 дейтеронов, ибо дейтеронный ток равнялся около 1 *мка*.

Для определения выхода протонов заряд протонов, пропускаемых в специальную свинцовую камеру, интегрировался на изолированном от стенок камеры массивном свинцовом коллекторе. Таким образом было установлено, что при токе дейтеронов в 1 миса протонный ток равнялся 1/40 миса, т. е. выход реакции срыва равняется 2,5% Рассчитанное из указанных значений выхода сечение реакции срыва (при толщине мишени 1,27 см) оказывается на 50—100% выше предсказанного теорией. Частично это расхождение может сбыть: отнесено за счёт многократного прохождения дейтеронов (через мишень.

в поле ядер урана.

Перейдём теперь к экспериментальной провэрке изложенных теоретических данных.

На опыте измерялись потоки нейтронов ⁴ и протонов⁵, образующихся при бомбардировке дейтеронами с энергией 190 *Мэв* бериллиевой мишени толщиной 1,27 см. Для измерения потока нейтронов использовался метод, основанный на счёте протонов отдачи от парафинового рассеивателя с помощью телескопа пропорциональных счётчиков. С помощью этого Недавно были измерены относительные выходы нейтронов высокой энергии для дейтеронов с энергией 190 Мэв на ядрах семи элементов от бериллия до урана⁶. Измерения производились в центре пучка нейтронов с помощью камер деления висмута. Вычисления полного выхода нейтронов производились на основании теоретического углового распределения для реакции срыва. В таблице I приводятся относительные значения интенсивности направленного вперёд нейтронного потока и полного выхода нейтронов согласно⁶. Выход нейтронов из углеродной мишени принят за единицу.

Т	а	б	Л	и	ц	a	1

Мишень	Be	C	Al	Cu	Ag	Pb	U
Относительный выход нейтронов вперёд, под 0°	0,93	1,00	1,34	1,44	1,88	2,09	2,77
Полный относитель- ный выход нейтронов высокой энергии	.0,93	1,00	1,37	1,58	2,19	3,65	3,86

Сравнение выхода нейтронов из разных ядер показывает, что для тяжёлых ядер выход примерно на 1/3 больше, чем следовало бы при учёте только реакции срыва. Результаты опытов удовлетворительно согласуются с теорией, если учесть добавление процесса расщепления дейтеронов в кулоновском поле ядер.

Наряду с выходом нейтронов и протонов на опыте исследовалось угловое распределение нейтронов⁷ и энергетическое распределение протонов⁸, образующихся при взаимодействии дейтеронов высокой энергии с различными ядрами.

Детекторами нейтронов и протонов служили углеродные пластины, активировавшиеся по реакциям C¹² (n, 2n) C¹¹ и C¹² (p, pn) C¹¹. Позднее мы остановимся на этих реакциях более подробно.

В качестве мишеней при исследовании углового распределения нейтронов срыва использовались образцы из Ве, Al, Cu, Mo, Sn, Ta, Pb и U толщиной 1,6 мм. Результаты опытов представлены вместе с теоретическими кривыми на рис. 1 и 2.

Полуширина пучка нейтронов от разных мишеней приближённо равна $\theta = 0,155 + 0,0006 Z$. Экспериментальные данные неплохо согласуются с теоретическими, причём в случае мишеней с малым Z лучшее согласие наблюдается для «прозрачной модели», а в случае больших Z — для «непрозрачной модели».

6 уфн, т. XLVIII, вып. 4

538 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

В опытах по исследованию спектра протонов от реакции срыва (медная мишень 19 *мм* толщины)⁸ протоны заворачивались магнитным полем фазотрона внутрь камеры, разделяясь при этом по энергиям, и попадали на стопки углеродных детекторов, по активации которых, после вычитания нейтронного фона, можно было определить относительную интенсивность пучка протонов разных энергий. Схема этих опытов дана на рис. 6, а полученные данные приведены в таблице II.

Таблица II

Энергия протонов (<i>Мэв</i>) Относительная ин- тенсивность	57,2 0,212	64,1 0,282	70,5 0,595,	78,7 0,751	87,0 0,955	95,4 1,00	
Энергия протонов (<i>Мэв</i>) Относительная ин- тенсивность	104 0,683	113 0,443	123 0,230	133 0,157	151 0,105	165 0,037	188 0,023

И в этом случае теория и эксперимент удовлетворительно согласуются, но экспериментальные данные не столь точны, чтобы можно было сделать выбор между прозрачной и непрозрачной расчётными моделями.

При бомбардировке различных ядер протонами высокой энергии источником образования сверхбыстрых нейтронов является процесс перезарядки, проявляющийся в том, что из мишени испускаются нейтроны с энергиями, близкими к энергии протонов и в направлениях, близких к направлению протонов.

Рассмотрим сперва сущность этого процесса применительно к свободному пр-рассеянию. При малых энергиях (до 20—30 Мэв), когда длина волны нейтрона или протона в системе центра тяжести $\lambda \gg r_0$, где r_0 — радиус действия ядерных сил ($\sim 10^{-13}$ см), эф-фективными для рассеяния столкновениями являются лишь такие, когда орбитальный момент l = 0, ибо прицельный параметр $b = l\lambda$ не должен превышать значения r_0 .

Поэтому при таких энергиях, когда $\lambda \gg r_0$, наблюдается лишь S-рассеяние нейтрон — протон, изотропное в системе центра тяжести (с. ц. т.). При этом, очевидно, рассмотрение процесса перезарядки не имеет физического смысла, ибо в каждом заданном угле имеются равные потоки нейтронов и протонов с одинаковой энергией.

Однако при больших энергиях, когда условие $\lambda \gg r_0$ перестаёт выполняться, в рассеянии начинают играть роль члены с $l \neq 0$, рассеяние уже не является изотропным в с. ц. т. В этом случае при рассеянии, например, нейтронов на свободных протонах угловое распределение тех и других частиц существенно зависит от того, являются ли действующие между ними силы обычными или обменными.

Под обычными силами при этом понимаются также и такие, под действием которых нейтрон и протон обмениваются спинами (этот эффект проявляется лишь в поляризации при пр-рассеянии),

а под обменными силами—такие, под действием которых происходит обмен зарядами между протоном и нейтроном или обмен и зарядами и спинами.

При действии обычных сил бомбардирующие нейтроны (или протоны) должны рассеиваться преимущественно вперёд, а протоны (или нейтрэны) отдачи — преимущественно назад (в системе центра, тяжести), πo крайней мере, во всех случаях, когда применимо борновское приближение (т. е. при постаточно больших энергиях для всех потенциалов, для кото-DEEX lim rV(r) = 0. $r \rightarrow 0$

В случае же действия обменных сил должна наблюдаться противоположная картина — рассеянные ну-



Рис. 6. Схема опытов по исследованию спектра протонов срыва.

клеоны и нуклеоны отдачи как бы меняются угловыми распределениями.

Если силы являются частично обычными, а частично обменными, то угловое распределение как рассеянных нуклеонов, так и нуклеонов отдачи должно характеризоваться двумя пиками — вперёд и назад, причём эти пики могут в той или иной степени перекрываться. Как показали опыты по пр-рассеянию при высоких энергиях, угловое распределение почти симметрично относительно 90° (в с. ц. т.), т. е. силы между нейтроном и протоном являются наполовину обычными и наполовину обменными. Дифференциальные угловые сенения рассеяния при 90° довольно малы, и поэтому можно считать, что пики перезарядившихся и неперезарядившихся частиц перекрываются слабо и что протонами перезарядки являются все протоны, направленные под углами меньше. 90° (в с. ц. т.), т. е. получившие больше половины энергии бомбардирующих нейтронов. Именно так и определяет нуклеоны перезарядного происхождения Д. И. Блохинцев⁹.

Перейдём теперь к перезарядке протонов, происходящей не на свободных, а на ядерных нуклеонах.

Нейтроны в ядре не покоятся, а обладают некоторым распределением по импульсам. Очень грубо это распределение получается из модели ферми-газа, из которой следует, что нуклеоны в ядре обладают импульсами, соответствующими энергиям до 20----30 *Мэв.* Следует отметить, что на самом деле (см. раздел VII) «хвост» импульсного распределения простирается значительно дальше в область больших импульсов, однако для средних величин это, повидимому, не очень существенно.

Поэтому в отличие от случая соударения со свободными нуклеонами ядерные нейтроны перезарядки, летящие под заданным углом, не будут обладать определённой энергией. Полуширина распределения по энергиям для фиксированного угла оценивается из тех же соображений, что и для реакции срыва, однако теперь на место сравнительно малой энергии связи дейтерона входит значительно большая величина порядка средней энергии (20—30 Мэв) нуклеона в ядре, т. е. полуширина должна быть порядка $\sqrt{E_{\rm ядер}E_{\rm p}}$, что при $E_{\rm p} = 350$ Мэв составляет примерно 100 Мэв.

Распределение по импульсам должно приводить к добавочному расширению углового распределения нейтронов перезарядки на величину порядка $\sqrt{\frac{E_{\pi\pi\rho\rho}}{E_p}}$, что для протонов с энергией 350 Мэв составляет около 15—18°.

Следующее явление, которое возникает при переходе к связанным нейтронам, заключается в том, что эффект принципа Паули, запрещающий протону получить после соударения малый импульс (так как все состояния с малыми импульсами в ядре уже заняты), приводит к сильному подавлению вылета нейтронов вперёд, что опять-таки способствует расширению углового распределения.

Третий эффект состоит в том, что протон может испытать в ядре не одно, а несколько соударений. Это приводит к дополнительному расширению углового распределения нейтронов. Есть основания считать, что этот эффект играет заметную роль даже в лёгких ядрах. В тяжёлых ядрах его роль должна быть весьма значительной.

. Таким образом, угловое и энергетическое распределение нейтронов, возникающих при перезарядке протонов в ядрах, может заметно отличаться от случая свободного пр-рассеяния. Основное отличие будет состоять в заметном расширении углового и энергетического распределений, в частности, можно ожидать и вылета нейтронов на углы, превышающие 90° (в лабораторной системе), что вообще невозможно при свободном пр-рассеянии.

Сечение образования нейтронов высоких энергий путём перезарядки должно составлять заметную долю от общего сечения неупругого взаимодействия нуклеонов высокой энергии с ядрами (см. раздел VI).

Путь к теоретическому определению сечений перезарядки был указан в работе Д. И. Блохинцева⁹. В интересных работах советских физиков И. Я. Померанчука, И. М. Шмушкевича¹⁰, Е. Л. Фейнберга и В. Я. Файнберга¹¹ было предсказано, что перезарядка должна сопровождаться специфическим тормозным излучением вследствие значительного ускорения или замедления движения зарядов, а также «магнитным» излучением за счёт изменения направления магнитного момента каждой частицы и всей системы в целом при перезарядке, не сопровождающейся обменом спинами. Этими авторами были рассчитаны: вероятность испускания такого излучения, его спектр и угловое распределение. Позднее предсказания советских физиков были подтверждены опытами.

В большом числе работ определялось сечение перезарядки протонов с энергиями от 110 до 385 *Мэв* на разных ядрах, а также угловое и энергетическое распределение образующихся в результате перезарядки нейтронов.

Выход, угловое распределение и спектры нейтронов перезарядки исследовались с помощью различных детекторов нейтронов высокой энергии (см. раздел II настоящего обзора).

На рис. 7 и 8 изображено энергетическое распределение нейтронов, образующихся при перезарядке протонов с энергией около 100—110 Мэв на бериллиевой и углеродной мишенях ^{12, 13}, измеренное с помощью телескопов совпадений, регистрировавших выбитые этими нейтронами из полиэтиленовых мишеней протоны. Очевидно, что при перезарядке на бериллии наблюдается спектр нейтронов с гораздо более резко выраженным «пиком», чем при перезарядке на углероде. К тому же «пик» нейтронного спектра для бериллия расположен при энергии 90—95 Мэв, а слабо выраженный максимум в случае углерода — при энергии около 70 Мэв. Это различие связано, повидимому, с наличием «лишнего» нейтрона в ядре Ве, что проявляется в различии энергии связи нейтрона в ядрах Ве⁹ (~ 1,6 Мэв) и С¹³ (18,7 Мэв). Отрицательный тепловой эффект, перезарядки на бериллии — Ве⁹ (рп) В⁹ — составляет всего около 1,85 Мэв, а для углерода — С¹² (рп) N¹² — он близок к 18,9 Мэв.

Надо, однако, отметить, что приведённые выше спектры, повидимому, в сильной степени искажены из-за относительно широкого энергетического распределения самих исходных протонов после прохождения ими мишеней — за счёт радиального осциллирования орбиты и разброса ионизационных потерь при многократном



Рис. 7. Спектр нейтронов перезарядки (энергия протонов около 110 Мэв, Ве-мишень).



прохождении мишени. Согласно¹³ разброс первичных протонов по энергиям, после прохождения ими бериллиевой мишени, весьма схож со спектром образующихся нейтронов. Искажение спектра нейтронов перезарядки за счёт различий в энергии протонов менее существенно в описываемых дальше опытах, где энергия протонов была больше.

Угловое распределение нейтронов от перезарядки протонов с энергией 110 *Мэв* на Ве, А1, Си и Рb оказалось довольно близким — с полушириной 54—59° в системе центра тяжести ¹⁴. В случае углеродной мищени в широком интервале углов наблюдалось постоянство потока нейтронов перезарядки. Недостатком работы¹⁴ является применение для регистрации нейтронов перезарядки детектора с относительно низким порогом (~20 *Мэв*) — реакции $C^{12}(n, 2n)C^{11}$. Такой детектор эффективно регистрирует не только нейтроны перезарядки, но и заметную часть нейтронов, выбиваемых из ядер мишеней при вторичных процессах, — поэтому различие в угловом распределении нейтронов перезарядки от разных мишеней сглаживается.

В последнее время появилось ещё одно сообщение ¹⁵ об исследовании с помощью телескопа стильбеновых счётчиков сцинтилляций углового распределения и спектра нейтронов от перезарядки протонов с энергией 110 *Мэв* на мишенях из D, Li, Be, C, Al, **Си и Pb.**

В спектре нейтронов в случае D-, Li- и Ве-мишеней наблюдался пик в области больших энергий, частично связанный, повидимому, с разбросом по энергиям исходных протонов, в случае же четырёх других мишеней величина функции распределения нейтронов по энергиям плавно уменьшалась с ростом энергии, и пика не было. Для D-, Li- и Ве-мишеней угловое распределение было весьма близко к угловому распределению рассеяния нейтронов с энергией 90 *Мэв* свободными протонами. Для других мишеней угловое распределение отклонялось от случая свободного пр-рассеяния, причём эти отклонения возрастали в ряду A1, Cu, Pb, C.

Довольно подробно было исследовано образование нейтронов при перезарядке протонов с исходной энергией около 170 *Мэв* на ядрах Ве, С, А1 и U¹⁶. В этой работе также применялся метод телескопа совпадений. На рис. 9—12 изображены спектры нейтронов перезарядки на четырёх указанных мишенях для угла 2,5° к оси пучка нейтронов.

В таблице III (см. стр. 545) приводятся значения дифференциальных угловых сечений образования нейтронов перезарядки, вычисленные в ¹⁶ на основании измерений потока нейтронов под углами 2,5° и 5° и измерений тока протонов, с поправкой на возможные многократные прохождения протонами мишени. Приводимая в таблице III средняя энергия протонов получена после введения поправок на ионизационные потери энергии.



544

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ 545

Таблица III

Мишень	Be	С	Al	U
$E_{p \text{ средн}} (M \mathfrak{s} \mathfrak{s}) \dots$ $\sigma_{\text{перезарядки}} \times 10^{27} \ cm^2/cme pa- \partial uan \ (2,5^\circ) \dots\sigma_{\text{перезарядки}} \times 10^{27} \ cm^2/cme pa- \partial uan \ (5^\circ) \dots$	156 91 $\pm 45,$ 99 ± 30 99 ± 19	155 $47 \pm 23 \\ 16$ 72 ± 15	166 $122 \pm \frac{61}{41}$	166 $1520 \pm \frac{760}{507}$

. .

Возможную ошибку опытов авторы оценивают до множителя 1,5 главным образом из-за погрешностей в определении тока протонов и эффективной толщины мишеней.

В более поздней работе ²⁵, выполненной на том же фазотроне при энергии протонов 170 *Мэв*, исследовалось угловое распределение нейтронов от перезарядки на бериллиевой мишени. Детектирование нейтронов производилось по счёту протонов отдачи, выбиваемых из полиэтиленовой мишени под углом 12° к оси нейтронного пучка.

Протоны регистрировались телескопом совпадений из трёх счётчиков сцинтилляций, причём перед третьим счётчиком размещались углеродные фильтры, толщина которых определяла порог энергии регистрируемых нейтронов. Таким образом было изучено угловое распределение для нейтронов с энергиями более 50, 67, 83, 100 и 120 Мэв.

Как видно из рис. 13, угловое распределение сильно зависит от порога регистрации — для более высоких энергий угловое распределение является более направленным вперёд. При пяти указанных значениях порога полуширина углового распределения оказалась равной соответственно 67°, 62°, 56°, 51° и 42°.

Интегрирование углового распределения привело к определению³⁵ полного сечения образования нейтронов с энергией более 50 *Мэв*, равного (99 ± 40) · 10⁻²⁷ см³. Дифференциальное сечение для угла 4° было найдено в удовлетворительном соответствии с ¹⁶, равным (69 ± 30) · 10⁻²⁷ см³/стерадиан.

Краткое сообщение о спектрах нейтронов перезарядки протонов с энергией 245 Мэв на ядрах Ве, С и Рb¹⁷ интересно тем, что спектры исследовались не только в направлении первичного протонного пучка, но и под углом 15° к этому направлению.

В таблице IV приводятся значения энергии нейтронов, соответствующие пику спектров, а также полуширины разных спектров,

Таблица IV

	Be (0°)	C (0°)	Pb (0°)	Be (15°)	C (15°)
Положение пика (Мэв) Полуширина спектра (Мэв)	215 66	195 81	180 120	175 98	165 103

т. е. интервала энергии между точками, в которых значение функции распределения было вдвое меньше, чем на вершине «пика».



Рис. 13. Угловое распределение нейтронов перезарядки ($E_{\rm p} \approx 170~M_{36}$, пороги детекторов от 50 цо 120 M_{36}).

Из данных таблицы IV очевидно, что чем тяжелее ядро мишени и чем больше угол направления нейтронов относительно первичного протонного пучка, тем ниже средняя энергия нейтронов перезарядки и шире энергетическое их распределение. Вид спектра нейтронов

546

(под углом 0°) от перезарядки протонов с энергией около 235 *Мэв* на бериллии, опубликованный в самое последнее время ²⁶, представлен на рис. 14.

В ряде работ исследовались спектры, угловое распределение и выход нейтронов перезарядки протонов с энергией около 340— 350 *Мэв.* На рис. 15 изо-

бражён примерный спектр таких нейтронов 62. Угловое распределение нейтронов при перезарядке на Ве. АІ. Си и U. измеренное с помощью углероддетекторов, оказаных лось близким 19. Как видно из рис. 16, полуширина углового распределения для нейтронов перезарядки на указанных четыpëx ядрах составляет 54-59°.

Для свободного пррассеяния при средней энергии нейтронов около 260 Мэв полуширина углового распределения гораздо меньше, всего около 10° 20. Расчёт, выполненный авторами ¹⁹ в предположении Ферми-распределения импульсов ядерных нуклеонов с верхней границей их энергии, рав-



Рис. 14. Спектр нейтронов перезарядки (*E*_p ≈235 *Мэв*, Ве-мишень).

ной 30 *Мэв*, даёт полуширину углового распределения около 36°. Дополнительное расширение углового распределения нейтронов перезарядки может быть связано со вторичными столкновениями нуклеонов в ядре, в котором произощла перезарядка, или с неприменимостью модели Ферми-газа для нахождения распределения ядерных нуклеонов по импульсам.

Таким образом, угловое распределение нейтронов перезарядки, измеряемое для разных ядер с помощью углеродных детекторов, оказалось совершенно одинаковым для исходных протонов с энергией 110 *Мэв*¹⁴ и 340 *Мэв*¹⁹. Одно это уже указывает на недостаточную чёткость результатов опытов с углеродными детекторами и на необходимость измерений углового распределения нейтронов перезарядки с помощью высокопороговых детекторов. Сравнение данных, полученных для разных ядер и с различными детекторами,



может дать достаточно ясную картину распределения импульсов внутриядерных нуклеонов.

Исследование углового распределения нейтронов, образующихся при перезарядке на бериллии протонов с энергией 340 Мэв, выполненное с помощью камеры деления висмута (порог около 50—60 Мэв), привело к результатам, изображённым на рис. 17²¹. Очевидно, что угловое распределение в случае висмутового детектора уже, чем при углеродном детекторе. Определив с помощью углеродных детек-



Рис. 17. Угловое распределение нейтронов перезарядки (Ep ≈ 350 Мэв, Ве-мишень, детектор — камера деления висмута).

торов ток протонов и абсолютную величину потока нейтронов, автор³¹, проинтегрировав данные углового распределения, получил сечение перезарядки протонов с энергией 340 *Мэв* на бериллии, равное 10^{-25} см³ (<u>-1</u>-50%), т. е. составляющее более 40% от полного сечения бериллия для нейтронов с энергией 270 *Мэв*³².

Согласно краткому сообщению о перезарядке протонов с энергией 385 *Мэв* на бериллии, пик спектра нейтронов перезарядки расположен в этом случае при 310 *Мэв*, а полуширина спектра равна около 100 *Мэв*.

Подводя итоги всему сказанному, нужно отметить, что данные об образовании нейтронов в процессе перезарядки являются значительно менее чёткими, чем для образования нейтронов по реакции срыва.

550 в. и. гольданский, л. л. лювимов и в. в. медведев

Между тем все данные относительно перезарядки представляют безусловный интерес не только для характеристики получающихся нейтронов, но и для изучения внутреннего импульсного распределения нуклеонов.

Как явствует из этого параграфа, образующиеся при реакции срыва и особенно при перезарядке нейтроны характеризуются широким энергетическим распределением. В дальнейшем, говоря о взаимодействии с ядрами нейтронов с энергией E_n Мэв, мы подразумеваем всюду под этой энергией положение пика в энергетическом распределении нейтронов.

II.. ОСНОВНЫЕ СПОСОБЫ РЕГИСТРАЦИИ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

В литературе описаны способы регистрации нуклеонов высокой энергии, основанные на следующих четырёх процессах:

1. Реакции выбивания из ядра углерода нейтрона с образованием радиоактивного изотопа С¹¹.

2. Деление ядер тяжёлых элементов (в основном, ядер висмута) нуклеонами высокой энергии.

3. пр-рассеяние с последующей регистрацией протонов отдачи.

4. Излучение видимого света при движении протонов высокой энергии в средах с большим коэффициентом преломления со скоростью, превышающей скорость света в этих средах—эффект Черенкова.

Рассмотрим в основных чертах все четыре способа регистрации нуклеонов высокой энергии.

а) Реакции $C^{12} + X \rightarrow C^{11} + X + n$

Выбивание нейтронов из ядра углерода с успехом может быть использовано для регистрации нуклеонов высокой энергии по следующим основным причинам: 1) энергия связи нейтрона в ядре С¹³ относительно велика и составляет 18,6 Мэв; поэтому порог реакции выбивания нейтрона из ядра углерода гораздо выше порога других реакций такого типа; 2) образующийся в результате реакции β+ -активный изотоп C¹¹ обладает удобным для наблюдения периодом полураспада (20,5 мин.) и испускает достаточно проникающие позитроны (E_{макс} ~ 1 Мэв); 3) при взаимодействии нуклеонов высокой энергии с ядром С¹³ не могут образовываться побочные радиоактивные продукты со сколько-нибудь близкими к С¹¹ периодами полураспада. Чтобы убедиться в этом, достаточно просмотреть список радиоактивных изотопов лёгких ядер; 4) как показали опыты, сечение выбивания нейтронов из ядра С¹² мало меняется в широком интервале энергии нуклеонов. На опыте при высоких энергиях наблюдались четыре реакции типа С¹³ (X, Xn) С¹¹, а именно, С¹³(p, pn) С¹¹, $C^{12}(n, 2n)C^{11}, C^{12}(d, dn)C^{11} H C^{12}(\alpha, \alpha n)C^{11}.$

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ 551

Выше была описана методика, применявшаяся для исследования энергетического распределения протонов при реакции срыва (рис. 6). Эта же методика была использована ²⁷ для изучения функции возбуждения реакции C^{12} (р, рп) C^{11} — активность C^{11} определялась как функция пробега протонов в углероде при трёх начальных энергиях — 65, 88 и 140 *Мэв.* Для точного определения конца пробега протонов использовались пластинки борной кислоты, размещавшиеся между углеродными пластинами и регистрировавшие протоны вплоть до самых малых энергий по реакции B^{11} (рп) C^{11} . После исключения



Рис. 18. Функция возбуждения реакции с^{C12} (р, pn) C¹¹.

нейтронного фона можно было определить долю активации углерода протонами высоких энергий. В более поздней работе ⁵ был определён ток протонов и, таким образом, показано, что сечение реакции C^{13} (p, pn) C^{11} при $E_p = 60$ *Мэв* равно около (0,073 \pm 0,010) \cdot 10⁻²⁴ см³. Первые исследования показали примерное постоянство сечения этой реакции от 60 до 140 *Мэв*. Позднее в лигературе использовались следующие значения сечений реакции C^{12} (p, pn) C^{11} при разных энергиях, приведённые в табл. V:

Таблица V

Е _р (Мэв)	75	100	105	146	240	340
σ·10 ²⁴ <i>см</i> ²	83	70	67	63	49	38
Литературные ссылки	28	29	28	51	30	21
			;	,		

На рис. 18 изображена функция возбуждения реакции C¹² (p, pn) C¹¹ на основании этих данных.

Теоретические попытки расчёта реакции $C^{12}(p, pn) C^{11}$ производились ⁸¹ на основании рассмотрения конкуренции четырёх вариантов взаимодействия протонов с ядром C^{12} :

a)	$p + C^{13} \rightarrow N^{13} * \rightarrow C^{12} + p + n$,
б)	$\mathbf{p} + \mathbf{C}^{13} \rightarrow \mathbf{p} + \mathbf{C}^{13} * \rightarrow \mathbf{C}^{11} + \mathbf{n},$
в)	$\mathbf{p} \stackrel{+}{\leftarrow} \mathbf{C}^{12} \stackrel{\rightarrow}{\rightarrow} \mathbf{n} \stackrel{+}{\leftarrow} \mathbf{N}^{12} \stackrel{*}{\ast} \stackrel{\rightarrow}{\rightarrow} \mathbf{C}^{11} \stackrel{+}{\leftarrow} \mathbf{p} \mathbf{u}$
ŕ)	$p + C^{13} \rightarrow C^{11} + p + n$ (выбивание).

Принятые для расчётов соотношения сечений pp-, пр- и пп-взаимодействия оказались позднее неправильными, поэтому неудивительно, что абсолютное значение рассчитанного сечения оказалось меньше экспериментального сечения (особенно сильным расхождение расчёта с опытом было для реакции C¹² (n, 2n) C¹¹).

Благодаря установлению сечений реакции C^{12} (p, pn) C^{11} углеродные детекторы нашли себе довольно широкое применение для определения абсолютной величины и мониторирования тока протонов в фазотронах (например, ^{28, 29, 51}).

Сечение реакции С¹³ (n, 2 n) С¹¹ было экспериментально измерено при энергии нейтронов 90 *Мэв*⁴. Для определения сечения этой реакции надо было другим, независимым способом измерить число нейтронов. Таким независимым способом является определение числа протонов, выбитых нейтронами из водородосодержащей мишени под каким-то углом, если известно угловое распределение и полное сечение пр-рассеяния, для нахождения которого абсолютная величина потока нейтронов не имеет значения.

Именно таким сопоставлением и было определено⁴ сечение реакции C¹³ (n, 2 n) C¹¹, оказавшееся равным (0,022 <u>—</u> 0,004) · 10⁻²⁴ см³. Позднее расчёты ³¹ сечения этой реакции для нейтронов с энергией 270 Мэв, привели к значению 0,017 · 10⁻²⁴ см³.

Для исследования функций возбуждения реакций C^{13} (d, dn) C^{11} и $C^{12}(\alpha, \alpha n) C^{11}$ дейтероны и α -частицы отклонялись ⁸³ импульсным электростатическим дефлектором на пачку углеродных пластин толщиной каждая по 6 *мм* в начале и по 1,5 *мм* в конце пробега, когда сечение может сильнее меняться с энергией. Сопоставление активности различных пластин непосредственно давало зависимость активации от остаточного пробега, т. е. от энергии. Было найдено ⁸², что сечения указанных реакций быстро возрастают при E_d около 160 *Мэв* и E_{α} около 250—300 *Мэв* и дальше остаются примерно постоянными. При энергии дейтеронов 190 *Мэв* сечение реакции C^{12} (d, dn) C^{11} равно ⁶ 65 · 10—²⁷ см³.

Кроме углерода, для регистрации протонов высокой энергии применяется алюминий (например, 6,33), ибо реакция $A1^{37}$ (р, 3 рп) Na ²⁴ с образованием изотопа Na²⁴ с периодом полураспада 14,8 час. и максимальной энергией β -спектра 1,4 *Мэв* характеризуется достаточно большим сечением ($10^{-26} cM^2$), постоянным при энергии протонов от 100 до 340 *Мэв* ⁸³. б) Деление ядер тяжёлых элементов

Основные характеристики деления тяжёлых ядер частицами высокой энергии рассмотрены подробно в обзоре³⁴, и поэтому мы не будем здесь на них останавливаться.

Судя по всем экспериментальным данным, приведённым в ³⁴, такое деление является не обычным «барьерным» делением, типа деления урана медленными нейтро-

1,0

Q,9

0,8

0,7 BUXDO

0,6

0,5

0,4

25

нами, а делением эмиссионным, связанным с предварительным испусканием большого числа нейтронов. Эмиссионное деление характеризуется высокими порогами и быстрым возрастанием сечеделения с ростом ний энергии делящих частиц над порогом, также а при переходе от более лёгких ядер к более тяжёлым. Типичная зависимость сечений эмиссионного деэнергии нейления от тронов в пределах до 84 Мэв и от атомного номера ядра (Z = 78 - 83) представлена на рис. 1935.

Наиболее часто применяемым детектором деления нейтронами высоэнергии являются кой понизационные камеры, регистрирую:цие импульсы от осколков деления висмута.

Устройство и методика работы с такими камерами подробно описаны в литературе ³⁶ и мы не будем здесь останавливаться на этом вопросе.

Функция возбуждения деления висмута нейтронами с энергией до 84 Мэв дана на рис. 19. При энергии нейтронов в 270 Мэв сечение деления висмута примерно втрое выше, чем при 90 Мэв 6, причём соотношение сечения деления висмута и сечения реакции С¹² (n, 2 n) С¹¹ в интервале от 90 до 270 Мэв равномерно возрастает с энергией нейтронов в 3,56 раза²⁴. Хотя сечение деления висмута, в отличие от сечения реакции C¹² (n, 2 n) C¹¹, довольно сильно ра-

7 УФН, т. XLVIII, вып. 4





553

стёт с энергией, но в ряде случаев, когда нужно было иметь более высокопороговый детектор, предпочтительнее использовались каме-



Рис. 20. Функции возбуждения деления урана и тория дейтеронами.

ры деления висмута (например^{21, 22}).

Деление ядер легче висмута может служить очевидно основой для работы ещё более высокопороговых детекторов. Так, в литературе сообщалось о применении для регистрации нейтронов высоких энергий камеры деления золота ⁸⁷.

Пеление тяжёлых ядер может использоваться для регистрации не только нейтронов, но и заряженных частиц высокой энергии. Специально, в частности, исследовалось деление ядер U²⁸⁵, U²⁸⁸, Th, Bi Au И α-частицами с энергией до 390 Мэв, дейтеронами — до

195 *Мэв* и протонами — до 340 *Мэв* ³⁸. В этих опытах использовались дифференциа льные ионизационные камеры, в которых постоянная





ионизация пучком заряженных частиц в одной половине камеры компенсировала ионизацию в другой половине камеры и при та-

ких условиях регистрировались импульсы от осколков деления в одной половине камеры. Часть полученных результатов представлена на рис. 20—23. Из этих рисунков видно, что сечение деления перечисленных ядер протонами того же порядка, что и сечения



Рис. 22. Функции возбуждения деления урана и тория протонами.





деления нейтронами высокой энергии (для U^{388} при энергии нейтронов 90 M_{98}^{30} $\sigma_f = 1, 4 \cdot 10^{-24}$ см³, а для Гh $\sigma_f = 1 \cdot 10^{-24}$ см³). Сечения деления урана и тория дейгеронами (и а-частицами) высоких энергий ещё выше и превышают 50% от геометрических сечений. Сечения деления висмута и, особе ню, золота гораздо меньше и не превышают 0,5 \cdot 10^{-24} см³ для висмута и 0,15 · 10⁻²⁴ см³ для золота (2-частицы).

555

556 в. и. гольданский, А. л. любимов и б. в. мелведев

в) пр-рассеяние с регистрацией протонов отдачи

Весьма широкое применение получил метод наблюдения нейтронов высокой энергии, основанный на регистрации протонов отдачи, выбиваемых нейтронами из содержащих водород мишеней (например, ^{18, 20} и др.). В качестве материалов таких мишеней использовались парафин, полиэтилен и полистирол. Сопоставление числа протонов, выбитых из таких мишеней, с числом протонов, выбитых из углеродной мишени, позволяет выделить эффект, связанный с пр-рассеянием.

Выбитые при пр-рассеянии под определённым углом к нейтрон-» НОМУ ПУЧКУ ПРОТОНЫ РЕГИСТРИРУЮТСЯ С ПОМОЩЬЮ «ТЕЛЕСКОПА СОВНАдений». В разных работах в «телескопе совпадений» размещалось от двух до четырёх пропорциональных счётчиков или счётчиков сцинтилляций (антрацен, стильбен), включённых по схеме совпадений. Таким образом, регистрировались только протоны, идущие в определённом направлении. Перед последним счётчиком телескопа размешались фильтры разных толщин. Изменяя толщину фильтра, можно было отсекать протоны с энергией меньше заданных различных значений Е. Если угол, составляемый осью телескопа совпадений с направлением первичного нейтронного пучка, равен 0, то очевидно, что для пр-рассеяния энергия выбитых под этим углом протонов соответствует (пока релятивистские поправки малы) энергии исходного нейтрона $E_n^0 = \frac{E_p}{\cos^2 \theta}$. Отсюда следует важное преимущество метода регистрации протонов отдачи — возможность задавать и изменять порог регистрации нейтронов.

«Функция возбуждения» детектора протонов отдачи определяется зависимостью дифференциального сечения пр-рассеяния под углом в от энергии нейтронов. Эта зависимость была получена из данных самого метода телескопа совпадений^{53, 20} — при разных энергиях исследовалось угловое распределение пр-рассеяния (см. раздел III), и относительные величины дифференциальных угловых сечений нормировались к полному сечению пр-рассеяния, определённому независимым способом, по ослаблению пучка нейтронов в результате рассеяния в водородосодержащих средах в условиях «хорошей геометрии» (см. раздел IV).

Таким образом, метод регистрации протонов отдачи использовался не только для относительных, но и для абсолютных измерений потока нейтронов — в частности, для определения сечения реакции $C^{12}(n, 2n)C^{11}$, о чём уже говорилось выше.

Телескоп совпадений применялся не только как детектор нейтронов по пр-рассеянию, но и для определения сечений рр-рассеяния (см. раздел III) и количества заряженных частиц (протонов, дейтеронов, тритонов), выбиваемых нейтронами высокой энергии из разных сложных ядер (см. раздел VI).

r) Регистрация заряженных частиц высокой энергии, основанная на эффекте Черенкова

Наиболее многообещающий способ регистрации частиц высокой энергии основан на открытом советским физиком П. А. Черенковым 40-43 в лаборатории акад. С. И. Вавилова явлении излучения при движении заряженной частицы в среде с коэффициентом преломления n со скоростью, превышающей скорость света в этой среде $\left(\frac{c}{n}\right)$ — явлений, получившем название эффекта Черенкова. Теория эффекта Черенкова была дана советскими физиками И. Е. Таймом и И. М. Франком 44, 45 на базе классической электродинамики. Квантовая теория эффекта Черенкова построена в работах В. Л. Гинзбурга ⁴⁶ и А. А. Соколова ⁴⁷. Если частица движется со скоростью $v = \beta c$, то при $\beta > \frac{1}{n}$ при таком движении происходит излучение нод углом θ , для которого $\cos \theta = \frac{1}{n\beta}$. Чем больше энергия частицы, тем ближе угол 0 к предельному для данной среды значению $\theta = \arccos \frac{1}{n}$. Эффект Черенкова был открыт на примере электронов, но все его закономерности остаются в силе для любых заряженных частиц с релятивистскими скоростями. Экспериментально, в частности, эффект Черенкова наблюдался и использовался для регистрации протонов с энергией 340 Мэв⁴⁸, для которых $\beta = 0,68$.

Поскольку в УФН уже приводилось недавно 52 подробное описание методики, основанной на эффекте Черенкова, мы не будем здесь на ней останавливаться. Отметим лишь, что в отличие от описанных выше детекторов черенковский детектор представляет возможность ограничения энергии регистрируемых через протоны отдачи нейтронов как снизу, так и сверху, т. е. возможность регистрации моноэнергетических нейтронов, причём ширина интервала энергии определяется угловым разрешением системы, связанной с-детектором. В опытах с телескопом совпадений такое выделение моноэнергетической «линии» нейтронов возможно лишь при дополнении телескопа счётчиком, отделённым от других фильтром определённой заданной толщины и включённым на антисовпадения. Благодаря применению черенковского детектора удалось, в частности, измерить для нескольких ядер эффективные сечения относительно нейтронов с энергией 406 Мэв и полушириной энергетического распределения всего 32 Мэв 50. Эти нейтроны получились от перезарядки протонов с энергией 450 Мэв, так что ник их общего спектра должен был бы располагаться, как видно из суммы данных раздела 1, при значительно меньшей энергии. чем 406 Мэв. а полуширина общего спектра должна была бы сильно превышать 32 Мэв. Таким образом, применение черенковского детектора позволило получить гораздо более определённые (по энергии · · · · нейтронов) результаты.

III. пр-, pp-, пd- и pd-РАССЕЯНИЕ

Особый интерес для теоретической ядерной физики представляют опыты, посвящённые взаимодействию нуклеонов высокой энергии с простейшими ядрами — водорода и дейтерия. Результаты таких опытов могут дать и уже дали ряд новых сведений о характере сил, определяющих взаимодействие элементарных ядерных частиц — протона и нейтрона.

Кроме того, данные о взаимодействии нейтронов и протонов высокой энергии с ядрами водорода и дейтерия имеют непосредственное приложение к общей картине взаимодействия нуклеонов высокой энергии со сложными ядрами, ибо первый этап неупругого столкновения сверхбыстрого нуклеона всегда можно рассматривать как столкновение двух свободных нуклеонов. Поэтому в настоящем параграфе, наряду с описанием методики и основных результатов опытов мы остановимся на важнейших теоретических предпосылках и выводах, следующих из экспериментальных данных.

а) Обзор экспериментальных данных

Для пр-рассеяния в области высоких энергий измерялись как полные, так и дифференциальные угловые сечения. Сводка всех данных о полных сечениях пр-рассеяния в интервале энергий от 14 до 280 *Мэв* приводится в таблице VII, в разделе 4, наряду с полными сечениями для сложных ядер. Зависимость полных сечений пр-рассеяния от энергии нейтронов иллюстрируется кривой 1 на рис. 24.

Полные сечения пр-рассеяния определялись по разностному эффекту выбивания нейтронов из пучка графитовыми и полиэтиленовыми или парафиновыми рассеивателями. Опыты по определению полных сечений проводились в условиях так называемой «хорошей» геометрии (см. раздел VI), когда при отклонении даже на самые малые углы — порядка 1° — нейтроны уже не могут попасть на детектор и зарегистрироваться.

Для трёх значений энергии нейтронов — около 40, 90 и 260 Мэв — измерялись не только полные, но и дифференциальные угловые сечения рассеяния ^{53, 20, 54, 55}, абсолютные величины которых определялись из

условия нормировки к полному сечению: $\sigma_t = 2\pi \int \sigma(0) \sin \theta \, d\theta$, где

 θ — угол рассеяния в системе центра тяжести (для лабораторной системы в случае пр-рассеяния верхний предел интеграла равен $\frac{\pi}{2}$, причём $\sigma(\theta) = \frac{\sigma(\Phi)_{nab}}{4\cos \Phi_{nab}}$).

Для определений дифференциальных угловых сечений пр-рассеяния применялось три метода регистрации протонов отдачи, выбиваемых нейтронами — с помощью телескопа совпадений из трёх пропорциональных счётчиков ^{53, 20} в камере Вильсона ⁵⁴, и с помощью



Рис. 24. Зависимость полных сечений пр-, рр- и пd-взаимодействия от энергии.



Рис. 25. Схема устанозки для определения дифференциальных сечений пр-рассеяния.

толстослойных фотоэмульсий 55. Наиболее широко применялись телескопы совпадений.

Схема этого метода дана на риз. 25. Изображённая на этом рисунке установка использовалась для счёта протонов, рассеянных под углами 0 — 60° к нейтронному пучку. Для больших углов применялась несколько иная установка, которую мы не будем здесь описывать.

Нейтроны с энергией 40 и 90 Мэв получались от дейтеронов на бериллиевой мишени толщиной в 1,27 см, а нейтроны с энер-



Рис. 26. Сумма данных о дифференциальных сечениях пр-рассеяния (сплошные кривые — теоретические из работы ⁶⁷).

260 Мэв особенно сильно падают дифференциальные сечения рассеяния на углы, близкие к 90° в с. ц. т., а сечения для углов около 0 и 180° меняются слабее.

Близкие результаты для энергии нейтронов 90 *Мэв* (также нанесённые на рис. 28) были получены и в опытах с камерой Вильсона ⁵⁴.

Метод толстослойных фотоэмульсий⁵⁵ применялся для проверки данных по пр-рассеянию при энергии нейтронов 90 *Мэв* для углов 36 — 180° в с. ц. т. ⁵³ и для расширения исследованного углового интервала в области малых углов. При использовании телескопов совпадений малые углы рассеяния нейтронов, соответствующие большим углам вылета, т. е. малым энергиям протонов отдачи, трудно

гией 260 M_{38} — от протонов с энергией 350 M_{38} , при перезарядке на мишени толщиной 5 см. Между вторым и третьим счётчиками основного телескопа размещался алюминиевый фильтр, отсекающий протоны, выбитые нейтронами с энергией менее 66 M_{38} (при $E_n = 90$ M_{38}) ⁵³ или менее 200 M_{38} (при $E_n = 260 M_{38}$)²⁰.

Помещая между монитором и основным рассеивателем поглотители (графит и парафин), авторы определили полные сечения для углерода и водорода, к последнему из которых нормировались дифферен-И циальные угловые сечения. Результаты измерения дифференциальных сечений при энергии нейтронов 40, 90 53 и 260 Мэв 20 представлены на рис. 26. Наличие максимума рассеяния протонов вперёд свидетельствует о значительном влиянии обменных сил. Сопоставление данных для разных энергий показывает, что с ростом энергии от 40 до наблюдаемы. В случае же толстослойных фотоэмульсий порог регистрации протонов соответствует, по оценке автора ⁵⁵, около 1,5 *Мэв*, и потому можно было наблюдать пр-рассеяние, начиная с 25° в с. ц. т. Результаты измерений с помощью фотоэмульсий в интервале углов 36 — 74° совпали с данными опытов с телескопом совпадений.

Как видно из рис. 32, полные сечения пр-рассеяния довольно быстро убывают в области от 14 до 156 *Мэв* (более, чем в 16 раз от 770 до 46 · 10⁻²⁷ см³), но мало меняются в области от 156 до 280 *Мэв* — всего на 30 — 40%, причём при 260 — 280 *Мэв* практически постоянны. Такая зависимость сечений пр-рассеяния противоречит предсказаниям теории, согласно которым во всём интервале энергий порядка 100 — 300 *Мэв* и выше (по крайней мере, до области возрастания сечений за счёт резкого увеличения мезонообразования) должно было наблюдаться $\sigma_{np} \sim \frac{1}{E}$. Эти теоретические предсказания, связанные с представлениями о «прозрачности» ядер

ири высоких энергиях, лежали и в основе расчётов сечений взаимодействия нейтронов со сложными ядрами.

Ещё более разительное противоречие теоретическим предсказаниям наблюдается для сечений рр-взаимодействия.

Дифференциальные сечения pp-рассеяния измерялись в широком интервале энергий, причём мы рассмотрим здесь результаты, относящиеся к области от 30 до 340 *Мэв.* Большая часть опытов по pp-рассеянию при высоких энергиях была выполнена с применением выведенного из фазотрона протонного пучка.

Общая схема типовых опытов ⁵⁶ представлена на рис. 27. Протоны на орбите радиуса 206 см ($E_p = 345~M38$) попадали за счёт вертикальных осцилляций в два графитовых блока, установленных выше и ниже нормального положения орбиты. Часть этих протонов за счёт многократного рассеяния в графите попадала затем в магнитный дефлектор, через который выходила в специальный вакуумный выходной канал длиной около 2 метров. В этом канале были сделаны коллимирующие трубы диаметром до 2,5 см, а также размещался литиевый поглотитель в тех случаях, когда нужно было понизить энергию протонов (материал поглотителя выбирался с целью сведения к минимуму многократного рассеяния). По выходе из канала (через окно 70 $M2/cM^2$ алюминия) протоны отклонялись специальным магнитом в откачанную трубу длиной около 7 метров, пройдя которую, они попадали на мишень из полиэтилена или жидкого водорода.

Место расположения мишени и счётной системы окружалось со всех сторон бетонной защитой толщиной около 2 метров. На мишень выводилось таким образом 5.10⁵ — 5.10⁷ протонов/сек в виде узкого и весьма монохроматического пучка диаметром около 1,25 см. Монитором и абсолютным регистратором пучка протонов служила иони62 в. и. гольданский, А. л. Любимов и Б. в. медведев

зационная камера, предварительно проградуированная сопоставлением с фарадеевым цилиндром для протонов высоких энергий (коллектором в виде свинцового блока диаметром и толщиной 15 см и магнитным полем в 100 гаусс для возвращения на коллектор вторичных электронов).

Протоны регистрировались с помощью двух стильбеновых счётчиков сцинтилляций (или трёх пропорциональных счётчиков), либо в виде телескопа совпадений для регистрации лишь одного из двух



Рис. 27. Общая схема опытов по исследованию рр-рассеяния.

протонов, участвующих в столкновении, либо включённых на совпадения при расположении под определённым углом для регистрации обоих протонов, т. е. акта рассеяния и отдачи. Вследствие тождественности рассеянных частиц и частиц отдачи полные сечения получаются из дифференциальных угловых сечений в системе

центра тяжести пересчётом $\sigma_t = \pi \int_0^{\sigma} \sigma(\theta) \sin \theta d\theta$, где множитель пе-

ред интегралом уже не 2 л, как обычно, а л.

При малой энергии протонов сумма углов двух протонов относительно первоначального направления всегда равна .0°, независимо от величины каждого из углов. Кроме того, при малых энергиях пересчёт от лабораторных дифференциальных сечений к сечениям в с. ц. т. в случае равных масс производится по простой формуле $\sigma(\theta_{c.\ H.\ T.}) = \sigma(\Phi_{na6}) \frac{1}{4\cos\Phi}$; причём $\theta = 2\Phi$. При энергиях порядка 100 Мэв и выше уже становятся заметными релятивистские поправки, и если угол отдачи одного протона равен φ , а угол рассеяния другого протона Φ , то

$$\operatorname{tg}\left(\varphi + \Phi\right) = \left(1 + \frac{2Mc^2}{E}\right)\operatorname{tg}\Phi + \frac{2Mc^2}{E}\operatorname{ctg}\Phi$$

мли, приближённо,

$$\varphi + \Phi = 90^\circ - \frac{E}{4 Mc^3} \sin 2 \Phi,$$

т. е. сумма двух углов меньше 90° и зависит от величины углов. Переход от углов лабораторной системы к углам в с. ц. т. осуществляется по формуле

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \sqrt{1 + \frac{E}{2Mc^2}} \operatorname{tg} \Phi,$$

111 C - 5 .

а соотношение дифференциальных угловых сечений в двух системах имеет вид:

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma(\Phi)}{4\cos\Phi} \frac{\left[1 + \frac{E}{2Mc^2}\sin^2\Phi\right]^2}{1 + \frac{E}{2Mc^2}}.$$

При проведении опытов с полиэтиленовой и графитовой мишенями предварительно исследовалась зависимость скорости счёта совпадений от угла между направлениями от мишени к двум счётчикам. При энергии протонов 345 Мэв⁵⁶ для полиэтиленовой мишени при $\Phi = 43^{\circ}$ наблюдался максимум скорости счёта совпадений, когда сумма углов $\varphi + \Phi = 84 - 86^{\circ}$. Расчёт для указанной энергии даёт $\varphi + \Phi = 84,7^{\circ}$. Высота максимума превышала фоновую скорость счёта более, чем в 100 раз.

Для углеродной мишени во всём интервале углов 80 — 90° скорость счёта совпадений гораздо меньше и согласно⁵⁶ не зависит от суммы $\varphi + \Phi$, что говорит об отсутствли в этом случае угловой корреляции между двумя протонами. Надо отметить, что в работах по pp-рассеянию не приводятся, к сожалению, подробные данные о фоновых опытах с углеродными мишенями, хотя угловое и энергетическое распределение выбитых из углерода протонов, равно как и поиски возможной и в этом случае частичной корреляции углов представляют самостоятельный интерес для исследования распределения импульсов нуклеонов в ядре С¹³.

Резкое падение скорости счёта совпадений при $\varphi + \Phi = 90^{\circ}$ говорит об отсутствии в пучке протонов примесей протонов малых эпергий.

564 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

Изложенным здесь способом — по счёту совпадений двух протонов в опытах с полиэтиленовой мишенью — в работе 56 были исследованы дифференциальные сечения pp-рассеяния в углах 36 - 89° (в с. ц. т.) при $E_{\rm p}=345~M$ эв, $47-90^{\circ}$ при $E_{\rm p}=250~M$ эв, 60 — 90° при Е_р = 164 Мэв и 63 — 89° при Е_р = 120 Мэв. Таким же способом были получены результаты для углов 35 - 90° при E_p = 146 Мэв⁵¹ и 40 - 90° при E_p = 105 и 75 Мэв²⁸. При меньших углах измерение совпадений становится затруднительным, ибо энергия протонов, рассеянных на близкие к 90.° (в лаб. системе) углы, слишком мала. Поэтому для распространения измерений на малые углы (11,3-53,2°) в с. ц. т. при E_p=345 Мэв⁵⁶ пришлось регистрировать только один из двух протонов, рассеянный на меньший угол. Поскольку при такой регистрации фон от протонов, выбиваемых из углерода, уже очень велик, вместо полиэтиленовой мищени в этих опытах использовалась мишень с жидким водородом, в виде стальной трубки с окнами из стали толщиной 100 мг/см², помещённой в эвакуированный кожух с такими же окнами.

При всех энергиях от 75 до 345 *Мэв* дифференциальные угловые сечения рассеяния протонов в с. ц. т. в широком угловом интервале от 15 до 90° оказались постоянными.

Другие способы исследования рр-рассеяния были применены в 57, 58 для протонов с энергией 240 Мэв. В этих работах полиэтиленовая и углеродная мишени располагались внутри камеры фазотрона, и опыты проводились на внутреннем, не выведенном протонном пучке. В работе 57 рассеянные протоны фокусировались, в зависимости от их энергии, магнитным полем фазотрона на различные фотопластинки, расположенные в специальном блоке внутри камеры. Этот способ был, таким образом, близок к описанному в разделе I методу определения спектра протонов, образующихся при реакции срыва. Система коллимации отклонённых магнитным полем рассеянных протонов была устроена с учётом связи между углом вылета и энергией протонов при рр-рассеянии. Поскольку при выбивании протонов из углерода такой простой связи нет, протоны из углеродной мишени коллимировались хуже, и это уменьшало фон. В 58 регистрировались совпадения счёта от рассеянных протонов и протонов отдачи в двух сцинтилляционных счётчиках, расположенных внутри камеры фазотрона под углом, близким к 90° (с релятивистской поправкой), с учётом отклоняющего действия магнитного поля.

Таким образом были получены дифференциальные угловые сечения для углов от 8°,7 до 71°,9 (фотоэмульсии ⁵⁷) и от 27° до 90° (счётчики ⁵⁸) в с. ц. т., причём при углах, больших 18°, рассеяние было изотропным.

Надо отметить, что абсолютные значения дифференциальных сечений pp-pacceяния, полученные в⁵⁷ и подтверждённые более под-

рассеяние и поглощение нуклеонов высокой энергии 565

робным исследованием⁵⁸, расходятся с данными работы⁵⁶. Данные работ²⁸ и ⁵¹ согласуются скорее с⁵⁷, нежели с⁵⁶. На рис. 24 данные⁵⁶ о сечении показаны кривой 3-*б*, данные других работ кривой 3-*а*. Согласно⁵⁶ абсолютные значения дифференциальных сечений при энергии более 100 *Мэв* примерно на 30% меньше, чем из других работ. Причина такого расхождения остаётся пока невыясненной. Существенно, однако, не это расхождение, а то, что как из ⁵⁶, так и из^{28, 51, 57, 58} следует, что уменьшение сечений рр-рассеяния с ростом энергии ничтожно.

	Т	а	б	л	И	п	а	VI
--	---	---	---	---	---	---	---	----

Энергия протонов в Мэв	31,8	75	105	120	146	164	240	250	345
Литературные ссылки	59	28	28	56	51	56	58	56	56
Дифференциальное сече- ние (в 10 ⁻²⁷ см ³ /стера- диан)	14,4	6,6	5,4	4,0	4,99	3,8	4,97	3,8	3,8
Полное сечение (в 10^{-27} cM^2)	88	42	34	25	31	24	31	24	24
Отношение полных сече- ний _{орр} /о _{пр}	0;3	0,4	0,5		0,67	0,5	0,85	0,66	

В таблице VI приводятся дифференциальные сечения рассеяния в с. ц. т. — в основном для углов 90° — по данным различных работ, а также полные сечения, полученные умножением дифференциальных сечений на 2π , в пренебрежении нарушением изотропии рассеяния при малых углах (в частности, без учёта кулоновского рассеяния).

На рис. 28 изображены результаты цитированных выше работ, а также дано угловое распределение pp-рассеяния при энергии 31,8 *Мэв*⁵⁹, полученное с помощью пропорциональных счётчиков (частично, по схеме совпадений).

Таким образом, pp-рассеяние характеризуется, во-первых, изотропией в широком интервале углов в с. ц. т. и, во-вторых, почтиточным постоянством сечений в области энергий от 120 до 345 *Мэв.* По абсолютной величине полные сечения pp-рассеяния (без кулоновского рассеяния) при энергиях 30 — 250 *Мэв* составляют от 30 до 85% (по ⁵⁶ — до 66%) от полных сечений пр-рассеяния.

566 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

Для взаимодействия нейтронов высокой энергии с дейтерием достаточные сведения имеются только относительно полных сечений.



Рис. 28. Сумма опытных данных со дифференциальных сечениях рр-рас-

Эти сечения определялись по разностному эффекту ослабления нейтронного пучка водой и тяжёлой водой. Полные сечения по-взаимодействия при энергии нейтронов 14 — 280 Мэв представлены в таблице VII (раздел IV), и изображены на рис. 24 наряду с пр- и рр-сечениями. Подобно сечениям пр-рассеяния, полные сечения пd-взаимодействия сильно уменьшаются от 14 до 156 *Мзв* (более, чем в 11 раз) и мало меняются от 156 до 280 *Мзв* (примерно на 40%).

Поскольку значительную часть полного сечения nd-взаимодействия составляет упругое рассеяние, было бы некорректно рассматривать это сечение как сумму сечений пр- и пп-взаимодействий. Однако если выделить неупругую часть nd-сечения, то для этой части неаддитивные эффекты будут слабее, и по величине се ения неупругих столкновений можно поэтому составить определённое представление о сечении nn-взаимодействия⁶⁰. Неупругое взаимодействие нейтронов с дейтерием сводится при высоких энергиях к расщеплению дейтерона на протон и нейтрон.

В камере Вильсона, наполненной дейтерием и парами D₂O с магнитным полем 21700 гаусс, наблюдалось упругое и неупругое взаимодействие нейтронов с энергией 90 *Мэв* с ядрами дейтерия ⁶¹. Упруго рассеянные дейтероны были направлены в основном вперёд (примерно одна треть их вылетала в узком пике вблизи 0°). При 30° наблюдался минимум упругого рассеяния, а при 80° — второй максимум, соответствующий направлению нейтронов отдачи вперёд.

Протоны от неупругого взаимодействия также были в основном направлены вперёд, но их угловое распределение было более широким, интенсивность рассеяния протонов от 0 до 35° уменьшалась лишь в 2 раза. Небольшая часть протонов (около 5%) была направлена назад.

В более поздней работе 62 наблюдались протоны высокой энергии, выбиваемые нейтронами с энергией 270 Мэв при взаимодействии с дейтерием. Для сравнения в тех же углах (4 - 58° в лаборат. системе) регистрирсвались и протоны от пр-рассеяния. Детектором служил телескоп совпадений с фильтром, соответствующим при угле наблюдения θ порогу регистрации протонов $E_{\rm p} \gg 200 \cos^3 \theta$ Мэв. Дополнительно для двух углов (4° и 22,5°) исследовались спектры протонов от nd-взаимодействия. Эти спектры оказались близкими к спектрам протонов от пр-рассеяния при тех же углах (наличие при заданном угле пр-рассеяния спектра, а не линии протонов, связано со сложным энергетическим распределением исходных нейтронов). Но выход протонов высоких энергий от nd-взаимодействия был меньше, чем от пр-рассеяния и составлял при всех углах около 70% от последнего.

Остановимся, наконец, на опытах по pd-рассеянию при высоких энергиях. Эти опыты проводились при энергии дейтеронов 190 *Мэв* (dp-рассеяние, аналогичное, очевидно, pd-рассеянию при энергии протонов 95 *Мэв*) и при энергии протонов 146 и 240 *Мэв* (pd-рассеяние).

Опыты по dp-рассеянию производились на выведенном из фазотрона пучке дейтеронов с энергией 190 *Мэв*, по счёту совпадений p — d на двух стильбеновых счётчиках и по сопоставлению данных

568 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

-для углеродной и полиэтиленовой мишеней ⁶³. Интервал углов, при которых можно было работать со схемой совпадений, равнялся 40 — 160° в с. ц. т. Результаты ⁶³ приводятся на рис. 29. Позднее были проделаны измерения для углов 15 — 40° и 160 — 170° с помощью одиночного счётчика ⁶⁴.

Сечение упругого рассеяния, проинтегрированное по исследованному интервалу углов, оказалось равным $(29 \pm 3) \cdot 10^{-27} c M^2$. Отдельно исследовалось неупругое фр-взаимодействие при $E_d = 190 M g s^5$.



Рис. 29. Сумма данных о дифференциальных сечениях pd-рассеяния.

Такое взаимодействие наблюдалось по совпадениям между двумя протонами для случаев, когда оба протона испытывали сильное изменение импульса, причём оказалось, что углы между направлениями совпадающих по времени протонов располагались вблизи 90°, т. е. распределение было схожим со свободным рр-рассеянием. Дифференциальное сечение рассеяния одного протона, на углы Ф, близкие к 90° относительно другого протона, составляло примерно ¹/₃ от соответствующего сечения для свободного рр-рассеяния протонов с теми же импульсами.

Интегрирование заряженных частиц по углам дало для полного сечения dp-рассеяния при 190 *Мэв*⁶⁵ (что аналогично pd-рассеянию при 95 *Мэв*) величину (92 <u>+</u>7). 10⁻²⁷ см² — без кулоновского рассеяния, в пределах ошибок опыта совпадающую с сечением nd-pacсеяния при 95 *Мэв*³⁷, равным (104 <u>—</u> 6)·10⁻²⁷ см².

Эффекты, связанные с интерференцией или изменением фазы рассеяния, не могут сказаться при сопоставлении данных о pd- и nd-рассеянии. Поэтому совпадение сечений pd- и nd-рассеяния может явиться прямым и однозначным доказательством равенства сечений pp- и nn-взаимодействия. Этот важный выгод не был, однако, сделан авторами ⁶⁵. Большой интерес представляет уточнение и сопоставление полных сечений pd- и nd-рассеяния в широком интервале энергий.

В опытах по pd-рассеянию при $E_{\rm p} = 240~M_{98}^{30,~66}$ использовалась методика, основанная на совпадениях регистрации рассеянных частиц счётчиками сцинтилляций, расположенными внутри камеры фазотрона. Регистрировались совпадения между протонами рассеяния и дейтеронами отдачи для углов от 20,5° до 100° в с. ц. т. Протоны бомбардировали мишень из тяжёлого парафина. При заданном положении счётчиков перемещение мишени на небольшое расстояние полностью срезало основной счёт, и, таким образом, можно было измерить фон, состоящий из случайных совпадений (эта часть фона пропорциональна квадрату тока протонов) и эффекта от углерода в мишени (эта часть фона пропорциональна току протонов). Ток протонов определялся по выходу реакции $C^{12}(p, pn)C^{11}$.

Для всех измерений, кроме углов 100°, имело место неупругое pd-взаимодействие с образованием нейтрона и двух протонов, причём в большом числе случаев наблюдалась корреляция углов между двумя протонами как в чистом pp-рассеянии, т. е. передача нейтрону малых энергий и импульсов (квази-свободное pp-рассеяние).

Дифференциальное сечение такого неупругого pd-взаимодействия было найдено ⁶⁶ равным соответственно 1,1, 1,9 и $3 \cdot 10^{-27} c M^2/cme$ радиан при углах рассеяния протонов 40, 67 и 90° в с. ц. т. Интегрирование по углам дало полное сечение неупругого pd-взаимодействия при 240 *Мэв*, равное $(11\pm3)\cdot 10^{-27} c M^3$.

Результаты опытов приведены на рис. 29 вместе с данными для 95 и 146 *Мэв*⁸⁵. Очевидно, что дифференциальные сечения упругого pd-рассеяния уменьшаются с ростом энергии.

 б) Теоретические работы, посвящённые рассеянию нуклеон — нуклеон при высоких энергиях

Возможны два пути построения теории ядерных сил. Первый состоит в сведении ядерных сил к свойствам мезонного поля; на этом пути пока не получено практически ценных результатов. Второй путь состоит в таком подборе характеризующих ядерные силы потенциалов взаимодействия, который привёл бы к согласию с опытами.

8 УФН, т. XLVIII, вып. 4

570 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

Рассмотрим именно этот феноменологический путь,

Простейшей системой, в которой действуют ядерные силы, является система из двух нуклеонов. При энергиях, меньших 300 — 400 *Мэв*, о которых идёт речь в настоящем обзоре, такую систему, повидимому, ещё можно описывать нерелятивистски, В системе из двух нуклеонов естественно сохраняются полный момент *j* и чётность состояния, которая в этом случае сводится к чётности угловой части волновой функции относительного движения (все состояния с чётными орбитальными моментами чётны, с нечётными — нечётны). Налагая обычное требование инвариантности относительно вращений и отражений, приходим к следующему общему виду гамильтониана взаимодействия, не приводящего к силам, зависящим от скорости:

$$H_{\text{взанм}}(\mathbf{r}, \sigma_1, \sigma_2) = V_1(r) + V_2(r)(\mathbf{S}^2 - 1) + V_3(r)S_{12}, \quad (1)$$

где **г** — относительный радиус-вектор, $\frac{\sigma_1}{2}$ и $\frac{\sigma_2}{2}$ — спины нуклеонов

$$\mathbf{S} = \frac{1}{2} (\mathbf{\sigma}_1 + \mathbf{\sigma}_2), \tag{2}$$

a

$$S_{12} = 3 \frac{(\sigma_1 \mathbf{r})(\sigma_2 \mathbf{r})}{r^2} - \sigma_1 \sigma_2 = 6 \frac{(\mathbf{S}\mathbf{r})^2}{r^2} - 2\mathbf{S}^2.$$
(3)

Выражение (1) симметрично относительно спинов нуклеонов, то-есть не меняется при замене σ_1 на σ_2 , σ_2 на σ_1 . Поэтому гамильтониан коммутирует с квадратом S² полного спина, то-есть полный спин системы сохраняется. Тем самым все состояния системы разобьются на синглетные (спин = 0) и триплетные (спин = 1).

Допущение сил, зависящих от скорости, сильно расширяет произвол в написании гамильтониана (см. ниже).

Первые два члена в (1) приводят к центральным силам, последний — к нецентральным силам, направление которых зависит от спинов. Описываемое этим членом взаимодействие называется тензорным. Если оно отсутствует, то в системе двух нуклеонон наряду с чётностью, полным моментом и полным спином сохраняется орбитальный момент; тогда можно классифицировать состояния с помощью обычных спектральных символов. Например, ${}^{b}F_{3}$ — это нечётное состояние с полным моментом 3, спином 1 и орбитальным моментом 3.

При наличии тензорных сил орбитальный момент не сохраняется, йоэтому все состояния с одинаковыми чётностью, спином и полным моментом сливаются в одно, которое принято называть «смесью» исходных состояний и обозначать суммой соответствующих спект тральных символов.

Так как в гамильтониане есть члены, зависящие от спинов, то взаимодействие в синглетных и триплетных состояниях можно,

выбрать независимо. Именно, в синглетных состояниях (1) сводится к

$${}^{1}H_{\rm B334M} = V_{1}(r) - V_{2}(r), \tag{4}$$

а в триплетных - к

$${}^{3}\!H_{\text{взанм}} = V_{1}(r) + V_{2}(r) + \left(6 \frac{(\text{Sr})^{2}}{r^{2}} - 4\right) V(r).$$
 (5)

Нейтрон и протон можно считать двумя состояниями одной частицы, которые отличаются значениями внутренней координаты, называющейся изотопическим спином. В силу принципа Паули волновая функция антисимметрична относительно перестановки нуклеонов, которая сводится к одновременному проведению (а) отражения в начале координат, (б) перестановки спинов и (в) перестановки изотопических спинов. Так как поведение волновой функции относительно (а) и (б) определено чётностью и полным спином, то у системы двух нуклеонов все чётные синглетные и нечётные триплетные состояния симметричны относительно заряда, а нечётные синглетные и чётные триплетные — антисимметричны. Поэтому в системе из двух одинаковых нуклеонов реализуются только чётные синглетные и нечётные триплетные состояния (так как волновая функция должна быть симметрична в заряде), а система из двух разных нуклеонов может обладать состояниями любой чётности и спина.

Силы между разными парами нуклеонов могли бы, конечно, как угодно относиться друг к другу. Ряд фактов, полученных из опытов при малой энергии, говорит в пользу зарядной симметрии ядерных сил (отнюдь не обозначающей равенства сил между любыми парами нуклеонов). Требование зарядной симметрии состоит в том, что силы между двумя нуклеонами могут зависеть только от того, симметрично ли состояние относительно заряда или нет.

Итак, в зарядно-симметричной теории можно выбирать по произволу силы в состояниях, отличающихся либо спином, либо чётностью.

Таблица возможных состояний двух нуклеонов для небольших *j* приведена на стр. 572.

Собственные значения оператора $S^3 - 1$ равны +1 для симметричных относительно спинов триплетных состояний и -1 для антисимметричных синглетных. Так как этот оператор действует только на спиновые переменные, то отсюда следует, что его действие на волновую функцию сводится к перестановке спинов σ_1 и σ_2 , т. е.

$$\mathbf{S}^2 - \mathbf{1} = \boldsymbol{P}_{\boldsymbol{\sigma}},\tag{6}$$

где *P*_a — оператор обмена спинами.

Аналогичным образом строится оператор обмена зарядами P_{τ} с собственными значениями +1 в состояниях, симметричных относительно заряда и -1 в антисимметричных. Если он присутствует в гамильтониане, то частицы в момент рассеяния обмениваются зарядами.

572 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

Собственные значения оператора — $P_{\sigma}P_{\tau}$ равны +1 в чётных и —1 в нечётных состояниях. Учитывая антисимметрию полной волновой функции, легко понять, что он является оператором обмена координатами — $P_{\sigma}P_{\tau} = P_{r}$.

Чётные									
j	0)		1 •		2	3		
Синглетные состояния	15	G 0			• • j	D_2			
Триплетные состояния			вS	°₁+³D	1.	⁸ D ₂ ⁸	$D_3 + {}^3G_3$		
Нечётные									
ĵ	0		1	2		3	4		
Синглетные состояния		1	D ₁			¹ <i>F</i> ₃			
Триплетные состояния	8 <i>P</i>) ³ /	` 1	⁸ P ₂ +	³ F ₂	³ F ₃	${}^{3}F_{4}$ $+$ ${}^{3}H_{4}$		
Состояния, симметри рамкой.	чные	отно	СИТ	ельно	зар	яда, о(бведены		

По установившейся сейчас терминологии обменными называют только силы, действие которых включает обмен либо зарядами, либо координатами.

Теперь мы можем записать следующий общий вид зарядносимметричного гамильтониана взаимодействия двух нуклеонов:

$$H_{\text{B3BHM}} = V_{11}(r) + V_{12}(r) P_{\tau} + V_{21}(r) P_{\sigma} + V_{22}(r) P_{\sigma} P_{\tau} + V_{31}(r) S_{12} + V_{32}(r) S_{12} P_{\tau} = V_{11}(r) - V_{12}(r) P_{\sigma} P_{x} + V_{21}(r) P_{\sigma} - V_{22}(r) P_{x} + V_{31}(r) S_{12} - V_{32}(r) S_{12} P_{\sigma} P_{x}.$$
 (7)

Согласно общей теории рассеяния дифференциальное эффективное сечение рассеяния центральным полем, т. е. при отсутствии тензорных сил, равно

$$d\sigma = \sigma(\vartheta) \, d\Omega = |f(\vartheta)|^2 \, d\Omega, \tag{8}$$

РАССЕЯНИЕ И ПОГЛОЩЕНИЕ НУКЛЕОНОВ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

где амплитуда рассеяния $f(\vartheta)$ связана соотношением

$$f(\vartheta) = \frac{\hbar}{2i} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \left[e^{2i\vartheta_l} - 1 \right] P_l(\cos\vartheta)$$
(9)

с фазами рассеяния δ_l , которые определяются из уравнения Шредингера с соответствующим потенциалом V(r). В формуле $(10)_l - l$ -й полином Лежандра, ϑ — угол рассеяния в с. ц. т., χ — длина волны де-Бройля для относительного движения.

Применяя эти формулы к рассеянию нуклеонов, надо предварительно провести усреднение по направлениям спинов; при этом триилетные состояния получат статистический вес $\frac{3}{4}$, а синглетные — $\frac{1}{4}$ (триплетные и синглетные состояния не интерферируют). В случае рассеяния одинаковых частиц надо прибавить к амплитуде рассеяния падающих частиц амплитуду частиц отдачи. Получаем:

для одинаковых частиц

$$\sigma(\vartheta) = \frac{1}{4} \left| {}^{1}f(\vartheta) + {}^{1}f(\pi - \vartheta) \right|^{2} + \frac{3}{4} \left| {}^{3}f(\vartheta) + {}^{3}f(\pi - \vartheta) \right|^{2} =$$

$$= \lambda^{3} \sum_{l, l' \text{ чётные}} (2l+1) (2l'+1) \sin^{1}\vartheta_{l} \sin^{1}\vartheta_{l'} \cos({}^{1}\vartheta_{l} - {}^{1}\vartheta_{l'}) P_{l}P_{l'} +$$

$$+ 3 \lambda^{2} \sum_{l, l' \text{ нечётные}} (2l+1) (2l'+1) \sin^{3}\vartheta_{l} \sin^{3}\vartheta_{l'} \cos({}^{3}\vartheta_{l} - {}^{3}\vartheta_{l'}) P_{l}P_{l'} +$$

$$- {}^{3}\vartheta_{l'}) P_{l}P_{l'} + (10)$$

для различных частиц

$$\sigma(\vartheta) = \frac{1}{4} \left| {}^{1}f(\vartheta) \right|^{3} + \frac{3}{4} \left| {}^{8}f(\vartheta) \right|^{2} =$$

$$= \frac{\chi^{2}}{4} \sum_{l, l'} (2l+1) (2l'+1) \sin^{1}\delta_{l} \sin^{1}\delta_{l'} \cos({}^{1}\delta_{l} - {}^{1}\delta_{l'}) P_{l}P_{l'} +$$

$$+ \frac{3\chi^{2}}{4} \sum_{l, l'} (2l+1) (2l'+1) \sin^{3}\delta_{l} \sin^{3}\delta_{l'} \cos({}^{8}\delta_{l} - {}^{3}\delta_{l'}) P_{l}P_{l'}. \quad (11)$$

Чтобы оценить относительную роль состояний с различными *l*, напишем приближённое соотношение

$$L = \hbar \sqrt{l(l+1)} \approx \hbar l = -\frac{\hbar}{\lambda} \rho, \qquad (12)$$

где о - прицельное расстояние. Ясно, что заметную роль могут

573

^{*)} В формуле (10) не учтено имеющееся в pp-случае кулоновское взаимодействие. Однако при интересующих нас энергиях оно будет играть роль только в области очень малых углов.

играть только те l, для которых $\rho \leq a (a - радиус действия$ ядерных сил), т. е. $l \leqslant \frac{a}{\lambda}$. Поэтому при малых энергиях (меньших 20 Мэв) происходит только сферически-симметричное S рассеяние. Не останавливаясь на этом случае, подробно разобранном в превосходной монографии А. Ахиезера и И. Померанчука², отметим только, что из опытов при малых энергиях невозможно определить зависимость ядерных сил от расстояния и получить какиенибуль сведения относительно сил в нечётных состояниях.

Было бы естественным ожидать, что по мере роста энергии в рассеяние начали бы вступать Р-волна. Д-волна и т. д. В случае рассеяния различных нуклеонов (пр) при этом сперва должны были бы появиться интерференционные члены SP, SD, которые привели бы к появлению в угловой зависимости членов с соз и $\cos^2 \vartheta$. Такие члены складываются при $\vartheta = 0$ и вычитаются при $\vartheta = \pi$. т. е. приводят к вытягиванию суммарного углового распределения вперёд. В случае рассеяния одинаковых нуклеонов (рр и пп) в силу выпадения антисимметричных относительно заряда состояний (см. таблицу на стр. 572) должен был бы появиться только интерференционный ${}^{1}S - {}^{1}D$ член $\sim \cos^{3} \vartheta$. т. е. следовало бы ожидать вытягивания суммарного углового распределения вперёд и назад.

Опытные данные не оправдали таких ожиданий.

Начнём с пр-рассеяния. Симметрия экспериментальных кривых (см. рис. 26) углового распределения в с. ц. т. относительно 90° неожиданно свидетельствует о почти полном (в пределах ошибок) выпадении нечётных полиномов Лежандра из дифференциального сечения. Это указывает на то, что силы в нечётных состояниях равны нулю (или очень слабы), что можно описать теоретически таким выбором потенциалов, который приводит к появлению в (7) общего множителя $\frac{1+P_x}{2}$ (теорию с таким взаимодействием называют иногда чётной теорией).

Наиболее подробный анализ опытов по пр-рассеянию проведён в 67. Вычисления для малых l велись численно, для больших -в борновском приближении; вычислительные ошибки не превосходили нескольких процентов. Были испробованы три вида радиальной зависимости: (а) потенциальная яма, (б) экспоненциально затухающий потенциал $e^{-\frac{r}{R}}$ и (в) юкавский потенциал $\left(\frac{R}{r}\right)e^{-\binom{r}{R}}$ с различными комбинациями констант и вариантами обменного поведения, причём от всех вариантов требовалось согласие с данными при малых энергиях.

В результате вычислений выяснилось, что предположение (а) непригодно, так как даёт неправильную зависимость полного сечения от энергии, предположения же (б) (с $R = 1,35 \cdot 10^{-13}$ см) и (в) (с $R = 0.75 \cdot 10^{-13}$ см) можно использовать, причём (в) даёт несколько лучшее угловое распределение. Для того чтобы угловое распределение не было бы слишком плоским вблизи 90°, потребовалось ввести тензорные силы, допускающие одновременное правильное объяснение квадрупольного момента дейтерона. Лучше других совпадающие с опытом теоретические кривые приведены на рис. 26.

Таким образом, хотя опыты по пр-рассеянию при высоких энертиях и привели к непредсказанным следствиям (отсутствие сил в нечётных состояниях), их интерпретации в рамках существующей теории удалось достигнуть сравнительно легко. Следует, однако, отметить, что теории фактически удалось хорошо объяснить только угловое распределение пр-рассеяния при ряде энергий; что же касается зависимости сечения от энергии, то, как это видно из рис. 26, тут действительное изменение сечения с энергией оказалось заметно меньше теоретического.

Более неожиданными оказались результаты pp-опытов. Самым поразительным является сопоставление трёх обнаруженных здесь фактов: (а) сечение оказалось изотропным в с. ц. т. для углов, больших 15°; (б) в области энергий от 100 до 350 *Мэв* величина сечения почти не меняется с энергией; (в) дифференциальное сечение в этой области оказалось равным примерно (4 → 5) · 10⁻²⁷ см³/стерадиан.

Не зависящее от углов дифференциальное сечение можно получить естественным образом в двух случаях. Во-первых, изотропное рассеяние получается при радиусе действия сил много меньшем длины волны де-Бройля, когда в рассеянии принимает участие одна лишь S-волна. Однако из (10) следует, что максимально возможная величина дифференциального S-сечения для рассеяния одинаковых нуклеонов составляет

 $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{S, \text{ Marc}} = \left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)^2 \approx \frac{200}{E_{Mgg}} \frac{10^{-27} c \mathcal{M}^3}{cmepaduah}$

Поэтому допущение того, что в pp-рассеянии играет роль одна только S-волна, вступает в противоречие как с наблюдённой величиной сечения ^{**}), так и с обнаруженной на опыте независимостью сечения от энергии.

Во-вторых, изотропное сечение естественно возникает при рассеянии на непроницаемой сфере, размеры которой значительно больше длины волны де-Бройля, т. е. при условиях, когда квантовые эффекты перестают играть решающую роль. При этом авто-

^{*)} В этой связи следует отметить попытку ⁶⁸ обойти эту трудность путём приписания нуклеону некоторой новой степени свободы, возможность изменения которой при рассеянии сняла бы налагаемое принципом Паули исключение ряда состояний из pp-системы. Авторы ⁶⁰ обсуждают и вопрос о том, какое изменение массы нуклеона, связанное с новой степенью свободы, могло бы не противоречить опыту.

576 в. и. гольданский, а. л. любимов и б. в. медведев

матически достигается и независимость сечения от энергии. Однако для того, чтобы такой случай действительно имел бы место, рассеивающая сфера должна была бы быть слишком большой, и сечение оказалось бы в несколько сот раз больше наблюдённого.

Поэтому предпринятые до сих пор попытки объяснения результатов pp-рассеяния были направлены в сторону интерпретации изотропии и энергетической независимости, как результата наложения ряда эффектов, каждый из которых зависит и от энергии и от углов.

С другой стороны, если сохранять зарядную симметрию теории и проведённый в ⁶⁷ анализ пр-рассеяния, то для описания рр-рассеяния не останется свободных параметров. Действительно, тогда (чётная теория!) в рр-рассеянии смогут играть роль только синглетные состояния ${}^{1}S$, ${}^{1}D$, ${}^{1}G$ и т. д. Но последовательные чётные полиномы Лежандра имеют при 90° разные знаки, поэтому при одинаковых знаках всех фаз, что всегда бывает при монотонном потенциале, интерференционные члены будут отрицательны при 90°, что приведёт к вытянутому вперёд и назад сечению. Эксперимент явно противоречит такому предсказанию.

Если отказаться от зарядной симметрии, то можно будет произвольно распорядиться силами в нечётных состояниях, из которых существенно только ³*P*. Однако центральные силы приведут при этом к члену $\sim \cos^2 \vartheta$ в угловом распределении (⁸*P* - состоянию не с кем интерферировать!), т. е. провал при 90° только усилится.

Дли выхода из этой трудности были пока предложены три пути.

Во-первых, было предложено ⁷⁰ ввести сильные тензорные силы в нечётных состояниях, что связано с отказом от зарядной симметрии. В силу нецентральности таких сил (10) и (11) не будут более выполняться, в выражение для угловой зависимости, наряду с полиномами Лежандра, войдут и присоединённые полиномы, из которых главную роль будет играть $(P_i^1)^2 \sim \sin^2 \vartheta$, т. е. тензорные силы могут дать желаемый подъём сечения при 90°.

Величина тензорного потенциала определяется из значения полного сечения. Для одновременного описания опытов при 32 *Мэв* и при 340 *Мэв* оказалось необходимым выбрать для тензорного. взаимодействия сильно сингулярную зависимость

$$\left(\frac{r_i}{r}\right)^2 e^{-\frac{r}{r_i}}.$$

Проведённый в ⁷⁰ выбор констант был основан на предварительном значении дифференциального рр-сечения, равном 5,5 · 10⁻²⁷ см²/стерадиан⁸. Авторы⁵⁶ приводят результаты перерасчёта констант, выполненного для достижения наилучшего согласия с позднейшими опытами, а также проводят сравнение вычисленного углового распределения с экспериментальным (рис. 30). Из рис. 30 видно, что теория хорощо совпадает с опытом для углов, превышающих 35°; для меньших углов теория сильно преувеличивает ширину, повидимому, существующего при малых углах пика углового распределения.

Надо отметить, что изложенная теория оперирует, по существу, с двумя независимыми потенциалами: одним, центральным, который

правильное рассеяние даёт при малых энергиях, и другим, тензорным, который не сказывается при малых энергиях и играет главную роль при 350 Мэв. За счёт выбора радиальной зависимости этого второго потенциала авторам 70 удалось достигудовлетворительного нуть согласия и в третьей точкепри 32 Мэв. Однако основная качественная особенность сечения с энергией, хода а именно, быстрое падение вплоть до 100 Мэв и постоянство при энергиях, больших 100 Мэв, не вытекает из теории, которая приводит к плавному уменьшению сечения по мере роста энергии.

Вторая возможность, которая была предложена ^{71, 72} для компенсации провала при 90°, не требует отказа от зарядной симметрии ядерных сил и заключается в допущении немонотонного центрального потенциала, а именно того, что в синглетных состояниях силы притяжения сменяются на малых расстояниях силами отталкивания.

Введение немонотонного потенциала приводит к тому, что положительные при малых энергиях фазы рассеяния при увеличении энергии меняют знак, причём сперва ме-



Рис. 30. Сопоставление теоретического расчёта рр-рассеяния с сильным тензорным взаимодействием с опытными данными. При вычислениях использовались потенциалы: для синглетных состояний ${}^{1}V = (-25, 3 M s \epsilon) \frac{1 + P x}{2}$ для $r < r_{1}$ ц V = 0 для $r > r_{1}$ для триплетных состояний;

$${}^{3}V = (-25,3 \ M_{36}) \frac{1+P_{x}}{2} \frac{r_{2}}{r} e^{-\frac{r}{r_{3}}} + \\ + (-48,3 \ M_{36}) \frac{1+P_{x}}{2} \frac{r_{2}}{r} e^{-\frac{r}{r_{2}}} S_{12} + \\ + (-15,25 \ M_{36}) \frac{1+P_{x}}{2} \left(\frac{r_{3}}{r}\right)^{2} e^{-\frac{r}{r_{3}}} S_{12}; \\ r_{1} = 2,615 \cdot 10^{-13} c_{M}; \ r^{3} = 1,35 \cdot 10^{-13} c_{M}; \\ r_{3} = 1,6 \cdot 10^{-13} c_{M}.$$

няет знак S-фаза, у высших же фаз смена знака происходит при значительно больщих энергиях. В той области, где S- и D-фазы

имеют разные знаки, интерференционный SD-член приводит не к убыванию, а к возрастанию сечения вблизи 90°.

В триплетное взаимодействие не удаётся ввести сил отталкивания в силу малости радиуса действия (1,7 · 10⁻¹³ см), поэтому оно берётся из ⁶⁷. Для достижения действительной изотропии рр-сечения при 350 *Мэв*, кроме введения сил отталкивания, приходится



Рис. 31. Кривые зависимости дифференциального рр-сечения под углом 90° от энергии, вычисленные в теории с силами отталкивания, при различных радиусах отталкивающего ядра. Точки — эксперимент ⁵⁶.

несколько усилить тензорное взаимодействие.

Единственным свободным параметром в теории оказывается радиус центрального отталкивающего ядра в синглетных состояниях. Если фиксироero значение, вать то остальные параметры чётного синглетного потенциала определяются из рр- и пр-рассеяния при малых энергиях. Параметры чётного триплетного потенциала определяются энергией связи дейтерона и пр-рассеянием при малых энергиях. Наконец, пр-рассеяние при больших энергиях определяет почти полное отсутствие сил в нечётных состояниях, а доля тензорных

сил отыскивается, исходя из получения правильного значения сечения под 90° при 350 Мэв.

Произвол в выборе радиуса отталкивающего ядра можно использовать для получения правильной зависимости дифференциального сечения pp-рассеяния под углом 90° от энергии. Кривые зависимости σ (90°) от энергии при разных радиусах отталкивающего ядра приведены на рис. 31.

Наилучшее согласие с опытом дали потенциалы взаимодействия: синглетный

$$V = \begin{cases} \infty & r < r_0 \\ V_{0s}e^{-\frac{r-r_0}{r_s}} \frac{1+P_x}{2} & r > r_0 \end{cases}$$
(13)

и триплетный

$$V = \{ 0,5 + 0,5P_x + (0,3 + 0,7P_x) \gamma S_{12} \} V_{0t} e^{-\frac{r}{r_t}}$$
(14)

с параметрами

$$\left. \begin{array}{ccc} r_0 = 0.6 \cdot 10^{-13} \ c.m; & r_s = 0.40 \cdot 10^{-13} \ c.m; \\ r_t = 0.75 \cdot 10^{-13} \ c.m, & \gamma = 1.84; \\ V_{0s} = 375 \ M_{\mathcal{B}\mathcal{B}}; & V_{0t} = 69 \ M_{\mathcal{B}\mathcal{S}}. \end{array} \right\}$$
(15)

На рис. 32 приведено сравнение с опытом вычисленного таким способом эффективного сечения pp-рассеяния (345 Мэв), причём опять получается удовле-

творительное согласие для углов, больших 35°.

Введение сил отталкивания и изменение тензорных сил приводят, естественно, к некоторому ухудшению согласия распределения углового пр-рассеяния с опытом (рис. 33; 260 Мэв), однако наибольшей неприятностью является увеличение полного пр-сечения, которое и в 67 получалось больше экспериментального значения.

Наконец, третья возможность получения для pp-рассеяния углового распределения, близкого к изотропному, также не требующая отказа от зарядной симметрии, состоит во введении сил, явно зависящих от скоро-

9 8 × 10²⁷см² /стерадиан 1 6 × 5 4 3 5(8) г 1 30° 40° 50° 60° 70° 80° *90* ° 20 0 YEDN & & CUT

Рис. 32. Сопоставление теоретического расчёта рр-рассеяния с силами отталкивания с опытными данными.

сти, а именно, в лобавлении в гамильтониан спин-орбитальных членов $\sim LS$, т. е. членов, зависящих от взаимной ориентации орбитального L и спинового S моментов ^{73, 74}. Спин-орбитальное взаимодействие также приводит к появлению в выражении для углового распределения триплетного *P*-рассеяния члена, пропорционального sin³ ϑ . Чтобы добиться удовлетворительного значения полного pp-сечения при 350 *Мэв*, радиальную зависимость такого взаимодействия опять приходится в збирать сильно сингулярной. К сожалению, вычисления спин-орбитального взаимодействия приводились только в борновском приближении, заведомо неприменимом в этом случае, и не были доведены до серьёзного сравнения с экспериментом; поэтому пока получены только качественные результаты и вопрос о возможности количественного объяснения эксперимента на этом пути остаётся открытым.

Все три пути, предложенные для объяснения в рамках существующей феноменологической теории обнаруженных в последние годы особенностей рассеяния нуклеон — нуклеон при высоких энергиях, не смогли объяснить совокупности экспериментальных фактов. Все они привели только к получению нескольких по сути дела полуэмпирических формул, пригодных для объяснения каких-то





одних новых результатов и подчас прямо противоречащих другим. Знаменательно, что всем этим трём путям присуща та общая черта, что каждый из них потребовал BBeдения сил сильно сингулярного характера, т. е. более сильно меняющихся с расстоянием, чем кулоновы силы. Повидимому, только одна эта сингулярная зависимость OT расстояния и является пока достаточно установленной особенностью ядерных сил, и весьма вероятно, что более подробных сведений о ядерных силах не удастся получить до тех пор, пока нестатические и релятивистские эффек-

ты не будут поняты до такой степени, которая была бы достаточной для количественного сравнения вычислений с экспериментами.

Такого понимания вряд ли удастся достигнуть на базе феноменологического описания; существенный успех в этом направленин будет, очевидно, возможен только на основе представлений мезонной теории ядерных сил, состояние которой оставляет пока желать лучшего. Можно думать, что существующие представления потребуют здесь коренной перестройки и что выход из создавшегося положения смогут указать только радикально новые физические идеи. Так, возможно, что объяснения особенностей взаимодействия нуклеонов при высоких энергиях можно будет достичь ценой отказа от принимаемого сейчас в квантовой теории поля представления о локализуемости элементарных частиц ⁸⁶.

Проведённые до сих пор попытки учёта релятивистских поправок к рассеянию нуклеонов вряд ли заслуживают серьёзного внимания. Если они продолжают феноменологическую точку зрения ⁷⁵, то в теории появляется столько параметров, что оказывается возможным достигнуть почти любых результатов; однако существенно, что заметное отличие от нерелятивистских подсчётов даже для наибольших достигнутых пока энергий оказывается возможным получить только ценой введения сильных релятивистских поправок (20—30%) даже в такой «мало релятивистской» задаче, как теория дейтерона. Если же они исходят из какой-нибудь мезонной модели ядерных сил⁷⁶, то результаты, хотя и отличаются большей определённостью, оказываются весьма далёкими от опыта.

Единственным источником для получения сведений о взаимодействии свободных нейтронов являются опыты по рассеянию нейтронов на нейтронах, связанных в ядрах. Естественно, что наиболее подходящим для этого является рассеяние нейтронов на дейтеронах, поэтому эта задача подверглась тщательному теоретическому рассмотрению ⁷⁷⁻⁸¹.

Задача о рассеянии нейтрона на дейтероне — это задача трёх тел; не только решение, но и постановка такой задачи в общем виде не является пока возможной в силу недостаточности наших сведений о взаимодействии нуклеонов. Однако ряд особенностей рассеяния нейтронов на дейтеронах при высоких энергиях позволяет значительно упростить задачу и так изменить её постановку, что удаётся не только довести вычисления до конца, но м ограничить в некоторых случаях исходные предположения о ядерном взаимодействии теми сведениями, которые черпаются непосредственно из опыта.

Прежде всего, дейтерон является с ядерной точки зрения очень «протяжённой» системой: среднее расстояние между составляющими его нуклеонами в несколько раз больше радиуса действия ядерных сил. Поэтому можно отдельно рассматривать рассеяние надающего нейтрона на каждом из нуклеонов дейтерона. Однако в силу когерентности рассеяния складывать надо не сечения, а амплитуды. Далее, время соударения значительно меньше «характерного ядерного времени», в данном случае периода обращения дейтерона. В силу этого обстоятельства волновая функция дейтерона не успевает измениться за время соударения; можно сказать. что за время соударения действие ядерных сил между нуклеонами дейтерона не успевает проявиться. Поэтому можно заменить связанные нуклеоны свободными, волновые пакеты которых сконструированы так, что дают правильное распределение по импульсам. Иными словами, роль взаимодействия нуклеонов в дейтероне ограничивается формированием их импульсного распределения, а на время соударения с падающим нейтроном это взаимодействие как бы выключается. Эти упрощения расщепляют задачу о рассеянии быстрого нейтрона на дейтероне на две независимые стадии: вычисление амплитуд рассеяния на каждом из нуклеонов дейтерона, которые считаются находящимися в состояниях с определёнными импульсами, и последующее суммирование этих амплитуд по двум нуклеонам и по всемимпульсам, присутствующим в волновой функции дейтерона.

Таким образом, удаётся выразить полное сечение рассеяния нейтронов на дейтеронах через сумму сечений пр- и пп-рассеяния и интерференционный член. К сожалению, значение последнего зависит не только от сечений пр- и пп-рассеяния, но и от амплитуд рассеяния, которые не определяются на опыте, а требуют каких-нибудь предположений относительно ядерных сил. Поэтому нз анализа одного лишь полного пd-сечения сделать какие-нибудь выводы о величине nn-сечения оказывается невозможным.

В силу ряда соображений можно утверждать, что в основном интерференционный член обусловлен упругим рассеянием. Это побудило предпринять вычисление неупругой части nd-сечения⁷⁷. При этом интерференционный член исключается, и полное nn-сечение оказывается возможным выразить через: экспериментально измеренные пр- и nd-сечения; множитель, выражающий небольшое уменьшение пр-сечения для связанного протона за счёт принципа Паули (его можно оценить из углового распределения возникающих при дезинтеграции дейтерона быстрых протонов), и, наконец, вероятность того, что после соударения одного из нуклеонов дейтерона с быстрым нейтроном первый снова образует вместе со своим старым партнёром дейтерон (вычисляется 77 из волновой функции основного состояния дейтерона). В результате для полного пп-сечения при 90 Мэв было получено значение (35 ÷ 40) · 10-27 см³, хорошо согласующееся со значением 36.10-27 см³ полного рр-сечения при соответствующей энергии. Подтверждением равенства сил между двумя нейтронами и двумя протонами является также упомянутый выше факт близости полных сечений nd- и pd- при 95 Мэв.

Помимо нахождения сил между двумя нейтронами, изучение рассеяния быстрых нуклеонов на дейтеронах позволяет енцё получить и важные сведения относительно спиновой зависимости ядерных сил, так как дейтерон является системой с фиксированной относительной ориентацией спинов составляющих его нуклеонов. Как показал И. Я. Померанчук^{78, 79}, для этого особенно удобно сравнительное рассмотрение обменных соударений нуклеонов с дейтеронами и свободными нуклеонами, при которых большая часть импульса уносится одной частицей. К сожалению, полученные результаты не были ещё подвергнуты численному сравнению с опытом.

Коснёмся, наконец, одного тонкого эффекта в пр-рассеянии. В силу присутствия в пр-взаимодействии нецентральных тензорных сил возникающие при пр-рассеянии протоны и нейтроны, летящие под углом к первичному пучку, должны быть частично поляризованными. Эту поляризацию можно обнаружить, если направить пучок нейтронов, образующихся при перезарядке на разных мишенях, на водородную мишень и изучить зависимость дифференциального эффективного сечения вторичного рассеяния от азимутального.

угла (принимая за ось направление пучка первично-рассеянных, т. е. перезарядочных нейтронов). Были произведены расчёты 83 азимутальной асимметрии, ожидаемой на основании проведённой в 67 интерпретации пр-рассеяния, и поставлены⁸⁴ соответствующие опыты, Выяснилось, что эффект поляризации, соответствующий ожидаемому, имеет место, если первое рассеяние протонов происходит на дейтериевой мишени, т. е. на нейтронах дейтерона, и отсутствует, если первое рассеяние происходит на литиевой мишени, т. е. на нейтронах лития. Таким образом, получились существенно различные результаты для «свободных» нейтронов (дейтерон) и связанных (литий). Точность эксперимента, однако, была не столь велика, чтобы полученный результат можно было бы считать решительным подтверждением выбранного в 67 протон-нейтронного взаимодействия.

(Окончание в следующем выпуске)

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- R. Serber, Phys. Rev., 72, 1008 (1947).
 A. Ахиезер и И. Померанчук, Некоторые вопросы теорин ядра, изд. 2-е, Гостехиздат, 1950.
 S. Dancoff, Phys. Rev., 72, 1017 (1947).
 E. McMillan a. H. York, Phys. Rev., 73, 262 (1948).
 E. McMillan a. R. Miller, Phys. Rev., 73, 80 (1948).
 W. Knox, Phys. Rev., 81, 687 (1951).
 A. Heimholz и др., Phys. Rev., 72, 1007 (1947).
 W. Chupp, E. Gardner, T. Taylor, Phys. Rev., 73, 742 (1948).
 Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 19, 953 (1949).
 И. Померанчук и И. Шмушкевич, ЛАН СССР. 64, 499 (1949).

- W. Chupp, E. Gardner, T. Taylor, Phys. Rev., 73, 742 (1948).
 Д. И. Блохинцев, ЖЭТФ 19, 953 (1949).
 И. Померанчук и И. Шмушкевич, ДАН СССР, 64, 499 (1949).
 В. Я. Файлберги Е. Л. Фейнберг, ДАН СССР, 64, 499 (1949).
 D. Bodansky, Phys. Rev. 80, 481 (1950).
 D. Bodansky a. N. Ramsay, Phys. Rev., 82, 831 (1951).
 K. Strauch Bull. Am. Phys. Soc., 26, № 1, C4 (1951).
 K. Strauch up, Bull. Am. Phys. Soc., 27, № 1, № 9 (1952).
 J. Cassels, T. Randle u др., Phil. Mag., 42, 215 (1951).
 K. Strauch up, Bull. Am. Phys. Soc., 27, № 1, № 13 (1952).
 R. Pox, C. Leith u др., Phys. Rev., 80, 23 (1950).
 R. Miller, D. Sewell, R. Wright, Phys. Rev., 81, 374 (1951).
 J. De Juren, Phys. Rev., 81, 458 (1951).
 J. De Juren, Phys. Rev., 81, 458 (1951).
 J. De Juren and B. Moyer, Phys. Rev., 81, 919 (1951).
 M. Snowden, Phil. Mag., 43, 285 (1952).
 K. Snowden, Phil. Mag., 43, 285 (1952).
 W. Goodeli u др., Phys. Rev., 83, 234, т. 2 (1951).
 J. De Juren a. B. Moyer, Phys. Rev., 72, 873 (1947).
 R. Birge, U. Kruse, N. Ramsey, Phys. Rev., 73, 264 (1948).
 R. Birge, Phys. Rev., 80, 490 (1950).
 R. Schamberger, Phys. Rev., 83, 1276 (1951).
 W. Heckrotte a. P. Wolf, Phys. Rev., 73, 264 (1948).
 R. Thornton a. R. Senseman, Phys. Rev., 72, 872 (1947).
 L. Marquez, I. Periman, Phys. Rev., 81, 953 (1951).
 J. Marquez, I. Periman, Phys. Rev., 73, 1135 (1948).

- 36. С. Wiegand, Rev. Sci. Instr., 19, 790 (1948).
 37. J. De Juren a. N. Knable, Phys. Rev., 77, 606 (1950).
 38. J. Jungerman, Phys. Rev., 79, 632 (1950).
 39. J. Jungerman, a. S. Wright, Phys. Rev., 76, 1112 (1949).
 40. П. А. Черенков, ДАН СССР 2, 454 (1934).
 41. П. А. Черенков, ДАН СССР 20, 651 (1938).
 42. П. А. Черенков, ДАН СССР 21, 116 (1938).
 43. П. А. Черенков, ДАН СССР 21, 319 (1938).
 44. И. Е. Тамм, И. М. Франк, ДАН, СССР, 14, 109 (1937).
 45. В. Л. Гинзбург, ЖЭТФ, 10, 589 (1940).
 47. А. А. Соколов, ДАН СССР 28, 415 (1940).

- 47. А. А. Соколов, ДАН СССР 28, 415 (1940).
- 48. R. Mather, Phys. Rev., 84, 181 (1951).
- 49. R. Mather a. E. Segre, Phys. Rev., 84, 191 (1951).
- 50. V. Nedzel a. J. Marshall, Bull. Am. Phys. Soc., 27, № 1, № 3 (1952).

- 51. J. Cassels и др., Nature, 168, 468 (1951). 52. УФН, 46, 413 (1952). 53. J. Hadley, E. Kelly и др., Phys. Rev., 75, 351 (1949). 54. K. Brueckner, W. Hartsough и др., Phys. Rev., 75, 555 (1949).
- 55. R. Wallace, Phys. Rev., 81 493 (1951).
- 56. О. Chamberlain и др., Phys. Rev., 83, 923 (1951). 57. О. Towier, Phys. Rev., 84, 1262 (1951).
- 57. O. Towler, Phys. Rev., 84, 1202 (1951). 58. C. Oxley a. R. Schamberger, Phys. Rev., 85, 416 (1952). 59. B. Cork u Ap., Phys. Rev., 79, 71 (1950). 60. G. Chew, Phys. Rev., 79, 219, L11 (1950). 61. W. Hartsough u Ap., Phys. Rev., 79, 219, L12 (1950). 62. J. Cladis u Ap., Phys. Rev., 86, 110 (1952). 63. M. Stern a. A. Bloom, Phys. Rev., 83, 178 (1951). 64. M. Stern, Bull. Am. Phys. Soc., 26, \mathbb{N} 8, B 2 (1951). 65. A. Bloom, Bull. Am. Phys. Soc., 26, \mathbb{N} 8, B 3 (1951). 66. R. Schamberger, Phys. Rev., 85, 424 (1952). 67. R. Christian a. E. Hart, Phys. Rev., 77, 441 (1950).

- 67. R. Christian a. E. Hart, Phys. Rev., 77, 441 (1950).
- 68. G. Breit, Phys. Rev., 84, 1053 (1951).
- 69. G. Breit a. H. Jones, Phys. Rev., 84, 1054 (1951).
- 69. G. Breit a. H. Jones, Phys. Rev., 84, 1054 (1951).
 70. R. Christian a. H. Noyes, Phys. Rev., 79, 85 (1950).
 71. R. Jastrow, Phys. Rev., 79, 389 (1950).
 72. R. Jastrow, Phys. Rev., 81, 165 (1951).
 73. K. Casea. A. Pais, Phys. Rev., 79, 185 (1950).
 74. K. Casea. A. Pais, Phys. Rev., 80, 203 (1950).
 75. A. Siegei, Phys. Rev., 82, 194 (1951).
 76. D. Baseda, H. Batha, Phys. Rev., 83, 106 (1051).

- 76. D. Bearda. H. Bethe, Phys. Rev., 83, 1106 (1951). 77. G. Chew, Phys. Rev., 74, 809 (1948); 80, 196 (1950); 84, 710 (1951). 78. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 21, 1113 (1951). 79. И. Я. Померанчук, ЖЭТФ 22, 624 (1952).
- 80. F. Hoffmann, Phys. Rev., 78, 216 (1950).

- 80. F. Hoffmann, Phys. Rev., 76, 210 (1950).
 81. R. Gluckstern a. H. Bethe, Phys. Rev., 81, 761 (1951).
 82. S. Chamberlain a. C. Wiegand, Phys. Rev., 79, 81 (1950).
 83. D. L. Swanson, Phys. Rev., 84, 1068 (1951).
 84. L. F. Wouters, Phys. Rev., 84, 1069 (1951).
 85. J. Cassels, G. Stafford, T. Pickavance, Nature, 168, 556 (1951).
- 86. P. Kristensen A. C. Møller, Phys. Rev., 85, 928 (1952).